

N° D'ORDRE :
127

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGENIEUR-DOCTEUR

PAR ROBERT CHAMPEIX

1^{re} THÈSE. — LA MESURE DES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL DE CONTACT
ET DU COURANT DE SATURATION DANS LES TUBES A
VIDE UTILISANT DES CATHODES A OXYDES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 juin 1945 devant la Commission d'Examen.

MM. E. DARMOIS, *Président.*
Y. ROCARD, } *Examineurs.*
F. BEDEAU. }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Quai des Grands-Augustins, 55

1946

N° D'ORDRE :
127

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR ROBERT CHAMPEIX

1^{re} THÈSE. — LA MESURE DES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL DE CONTACT
ET DU COURANT DE SATURATION DANS LES TUBES A
VIDE UTILISANT DES CATHODES A OXYDES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 20 juin 1945 devant la Commission d'Examen.

MM. E. DARMOIS, *Président.*
Y. ROCARD, } *Examineurs.*
F. BEDEAU. }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR
LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
Quai des Grands-Augustins, 55

1946

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... PAUL MONTEL.

PROFESSEURS

P. MONTEL.....	†	Théorie des Fonctions.	DUPONT.....	†	Théories chimiques.
L. BLARINGHEM....	†	Botanique.	LANQUINE.....	†	Géologie structurale et géologie appliquée.
G. JULIA.....	†	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	VALIRON.....	†	Calcul différentiel et calcul intégral.
C. MAUGUIN.....	†	Minéralogie.	BARRABÉ.....		Géologie structurale et Géologie appliquée.
A. MICHEL-LÉVY...	†	Pétrographie.	F. PERRIN.....		Théories physiques.
A. DENJOY.....	†	Géométrie supérieure.	VAVON.....	†	Analyse et mesures chimiques.
L. LUTAUD.....	†	Géographie physique et géologie dynamique.	G. DARMOIS.....	†	Mathématiques générales.
E. DARMOIS.....	†	Enseignement de Physique.	CHATTON.....	†	Biologie maritime.
A. DEBIERNE.....	†	Électronique et Radioactivité.	AUBEL.....		Chimie biologique.
M. JAVILLIER.....	†	Chimie Biologique.	JACQUES BOURCART.		Géographie physique et Géologie dynamique.
ROBERT LÉVY.....	†	Physiologie comparée.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.		Physique générale et Radioactivité.
HENRI VILLAT.....	†	Mécanique des fluides et applications.	PLANTEFOL.....		Botanique.
CH. JACOB.....	†	Géologie.	CABANNES.....	†	Recherches physiques.
P. PASCAL.....	†	Chimie générale.	GRASSÉ.....	†	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
M. FRÉCHET.....	†	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PREVOST.....		Chimie organique
E. ESCLANGON....	†	Astronomie.	BOULIGAND.....		Mathématiques.
M ^{me} RAMART-LUCAS	†	Chimie organique	CHAUDRON.....		Chimie.
H. BÉGHIN.....	†	Mécanique physique et expérimentale.	WYART.....		Minéralogie.
FOCH.....	†	Mécanique expérimentale des fluides.	TEISSIER.....	†	Zoologie.
PAUTHENIER.....	†	Électrotechnique générale.	MANGENOT.....	†	Biologie végétale.
DE BROGLIE.....	†	Théories physiques.	P. AUGER.....	†	Physique.
CHRÉTIEN.....		Optique appliquée.	MONNIER.....		Physiologie générale.
JOB.....	†	Chimie générale.	PIVETEAU.....		Géologie.
PRENANT.....	†	Anatomie et Histologie comparées.	ROCARD.....		Physique.
VILLEY.....	†	Mécanique physique et expérimentale.	H. CARTAN.....		Calcul différentiel.
COMBES.....	†	Physiologie végétale.	SCHAEFFER.....	†	Physiologie générale.
GARNIER.....	†	Application de l'analyse à la Géométrie.	LAFFITTE.....		Chimie (P. C. B.).
PÉRÈS.....	†	Mécanique rationnelle.	LERAY.....		Mécanique théorique des fluides.
HACKSPILL.....	†	Chimie minérale.	FAVART.....		Calcul des probabilités et Physique mathématique.
LAUGIER.....	†	Physiologie générale.	COULOMB.....	†	Physique du globe.
TOUSSAINT.....		Technique Aéronautique.	M ^{me} COUSIN.....		Biologie animale (P. C. B.).
M. CURIE.....		Physique (P. C. B.).	CHRÉTIEN.....		Analyse et mesures chimiques.
G. RIBAUD.....	†	Hautes températures.	DRACH.....		Évolution des êtres organisés.
CHAZY.....	†	Mécanique analytique.	CHATELET.....	†	Arithmétique et théorie des nombres.
GAULT.....	†	Chimie appliquée.	EHRUSSI.....	†	Génétique.
CROZE.....	†	Physique théorique et Physique céleste.	WURMSER.....	†	Biologie physico-chimique.
			KASTLER.....		Physique.
			BAUER.....	†	Chimie-Physique.
			RIVIÈRE.....		Géologie.

Secrétaire..... CH. MONIER

A MA GRAND-MÈRE MATERNELLE

En témoignage de reconnaissance.

PREMIÈRE THÈSE.

LA MESURE DES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL DE CONTACT ET DU COURANT DE SATURATION DANS LES TUBES A VIDE UTILISANT DES CATHODES A OXYDES ⁽¹⁾.

PAR ROBERT CHAMPEIX,

Ingénieur-Docteur,

Ingénieur à la Société « La Radiotechnique ».

SOMMAIRE. — Recherchant la cause des déplacements de caractéristiques dans certains tubes à vide, l'auteur étudie un procédé de mesure de la différence de potentiel de contact entre la cathode et une autre électrode (généralement la première grille) d'un tube à vide. Il utilise pour cela la caractéristique $\log I = f(V)$, dite « des courants résiduels », obtenue lorsque l'électrode considérée est portée à un potentiel retardateur par rapport à la cathode. Cette mesure de la d. d. p. de contact exigeant la connaissance du courant de saturation, l'auteur a ainsi été amené à étudier et à réaliser un dispositif permettant la mesure du courant de saturation des cathodes à oxydes, en utilisant la décharge d'un condensateur commandée par thyratrons.

Il indique comment il faut, à son avis, interpréter la loi de Schottky pour déduire des mesures effectuées la valeur du courant de saturation vrai.

Il met en évidence un phénomène imprévu de modification de la pente de la droite $\log I = f(V)$, lorsque l'on fait varier l'état de surface de l'électrode réceptrice.

Passant aux applications industrielles de ses recherches, il expose les moyens utilisés pour stabiliser la d. d. p. de contact lors de la fabrication en série des tubes de radio.

Introduction.

Parmi les difficultés rencontrées lors de la fabrication des tubes à vide utilisant des cathodes à oxydes, il en est une dont l'origine était assez obscure. Il s'agit du déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ correspondant à une diminution du courant anodique à tension de grille donnée. Cette translation se produit parallèlement à l'axe des V_g , et ne peut être imputée à une raison d'ordre mécanique (modification d'électrodes), ni à une diminution de l'émission électronique de la cathode ⁽²⁾. Il était probable que seule une variation de la différence de potentiel de contact entre la cathode et la grille pouvait expliquer ce phénomène.

Il restait à chiffrer cette d. d. p. de contact, à étudier ses variations et à séparer sa part de responsabilité dans les perturbations constatées de celle d'autres phénomènes secondaires qui peuvent égale-

ment agir, soit dans le même sens, soit en sens inverse.

Le but de ces recherches est donc :

1° De mettre au point un procédé permettant de mesurer avec une précision suffisante ces d. d. p. de contact, en nous limitant au cas où l'on emploie une cathode de nickel recouverte d'oxydes de baryum et de strontium, ce qui est le cas de la plupart des tubes à vide construits actuellement;

2° De déterminer les facteurs qui influent sur ces d. d. p. de contact, et de rechercher les méthodes à employer pour leur donner une valeur aussi constante que possible, soit en cours de fabrication, soit pendant l'existence du tube.

Ainsi qu'on le verra, la mesure de la d. d. p. de contact exige la connaissance du courant de saturation de la cathode. Ceci peut s'obtenir facilement si l'on admet de faire cette mesure pour une température assez basse de la cathode. Il est toutefois intéressant d'étudier la variation de la d. d. p. de contact en fonction de la température. C'est pourquoi nous avons mis au point un dispositif permettant la mesure des courants de satu-

⁽¹⁾ Cet article est le texte d'une Thèse présentée le 20 juin 1945 à la Faculté des Sciences de Paris pour le titre d'Ingénieur-Docteur.

⁽²⁾ Ce phénomène peut se produire soit en cours de fabrication, soit pendant la vie du tube.

ration fournis par des cathodes à oxydes travaillant à des températures élevées.

Ce Mémoire présentera donc cinq Chapitres :

Chapitre I. — Étude d'un procédé de mesure de la d. d. p. de contact entre cathode et grille d'un tube à vide.

Chapitre II. — Application aux cathodes à oxydes fonctionnant à basse température.

Chapitre III. — Étude d'un procédé de mesure du courant de saturation des cathodes à oxydes fonctionnant à température élevée.

Chapitre IV. — Étude de la d. d. p. de contact en fonction de la température de la cathode.

Chapitre V. — Applications pratiques.

Symboles utilisés :

V_c , différence de potentiel de contact (d. d. p. c.)
 V_0 , tension extérieure neutralisant la d. d. p. de contact;

φ , potentiel d'extraction;

I_s , courant de saturation;

e , base de logarithmes népériens;

ε , charge de l'électron $= 1,6 \cdot 10^{-20}$ U. E. M.;

k , constante de Boltzmann $= 1,375 \cdot 10^{-16}$ erg/degré;

V_f , tension de chauffage d'un filament;

V_a , d. d. p. entre l'anode et la cathode;

V_g , d. d. p. entre la grille et la cathode;

$\frac{\partial y}{\partial x}$, dérivée partielle;

dy , différentielle;

δx , accroissement ou variation de x ;

Δx , incertitude sur la mesure de x ;

T , température;

t , temps.

En règle générale, la température est donnée en degrés absolus. Exceptionnellement, quelques températures sont données en degrés centésimaux : ce sont celles qui n'interviennent pas dans les calculs : par exemple les températures d'étuvage.

CHAPITRE I.

ÉTUDE D'UN PROCÉDÉ DE MESURE DE LA D. D. P. DE CONTACT ENTRE CATHODE ET GRILLE D'UN TUBE A VIDE.

1. Définition et travaux antérieurs.

Depuis que Volta découvrit en 1796 le phénomène qui porte son nom, de nombreuses expériences ont

été faites pour étudier la d. d. p. qui prend naissance spontanément entre deux corps conducteurs, à la même température, et reliés électriquement. M. Bouasse [1] résume ainsi les constatations faites : « On mesure la d. d. p. de contact non pas entre les métaux moyens formant les armatures, mais entre les métaux, plus généralement les corps formant les surfaces en regard de ces armatures. » « La d. d. p. de contact dépend beaucoup du degré de propreté des surfaces. » On verra que nos expériences justifient ces appréciations.

Du fait que, dans un tube à vide, la cathode et la grille ne sont pas à la même température, à la d. d. p. de contact viendra s'ajouter une autre d. d. p. due à l'effet Peltier. Celle-ci pourra toutefois être systématiquement négligée, car elle se chiffre par quelques millivolts, alors que la d. d. p. due à l'effet Volta est de l'ordre du volt.

La d. d. p. de contact entre deux métaux est liée au potentiel d'extraction de ces métaux. Soient φ_1 et φ_2 ces potentiels d'extraction et V_c la d. d. p. de contact, on démontre facilement que l'on a [5]

$$(A) \quad V_c = \varphi_1 - \varphi_2 \pm E_p,$$

E_p étant l'effet Peltier que nous négligerons. Pratiquement la d. d. p. est donc égale à la différence des potentiels d'extraction. Cette définition nous permettra au Chapitre II de vérifier l'exactitude de notre procédé de mesure.

Tous les ouvrages classiques sur l'émission électronique traitent des rapports des phénomènes thermioniques et des d. d. p. de contact. Nous citerons surtout Richardson [2], Bloch [3], Barkausen [4], Chaffee [5], Reimann [6]. Par ailleurs de nombreuses recherches ont été faites pour étudier dans les tubes électroniques, les d. d. p. de contact entre métaux purs ou entre métaux recouverts de corps divers [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15]. Mais à notre connaissance, aucune étude n'a été entreprise sur les cathodes à oxydes à ce point de vue particulier.

2. Mesure directe de la variation de la d. d. p. de contact.

Lorsqu'il suffit de connaître la variation de la d. d. p. de contact sans qu'il soit nécessaire de préciser sa valeur absolue, le problème est facile : il suffit de mesurer le décalage, le long de l'axe des V , de la courbe $I_a = f(V_g)$ ou $I_a = f(V_a)$, selon que l'on a affaire à une triode ou à une diode. Pour un tube donné ayant subi une modification de la d. d. p. de contact, la valeur de la variation

de tension nécessaire pour ramener le courant à sa valeur initiale donne, changée de signe, la variation de la d. d. p. de contact. Cette méthode est employée par les expérimentateurs qui mesurent la variation de la d. d. p. de contact à la suite de la projection

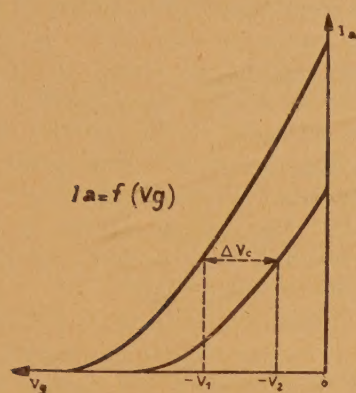


Fig. 1.

sur l'une des électrodes d'un métal volatil. C'est en particulier le procédé employé par Anderson [10] pour la mesure de la d. d. p. de contact entre le tungstène et le baryum. Son dispositif comporte un filament et une anode, tous deux en tungstène. L'anode peut être recouverte de baryum provenant d'un ruban de ce métal chauffé électriquement. La précision obtenue est assez bonne puisque l'auteur donne pour la valeur de la d. d. p. de contact tungstène-baryum, $2,13 \pm 0,05$ V.

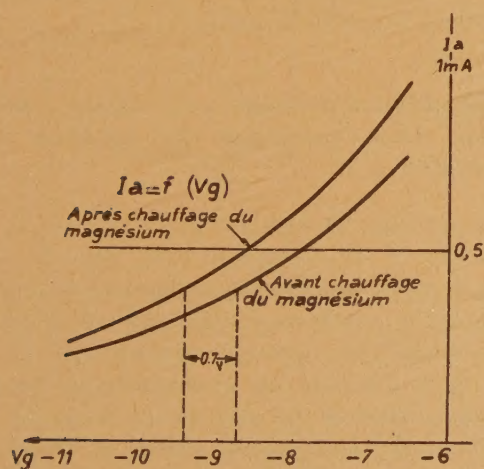


Fig. 2. — Tube type EBF 2.

Des procédés similaires ont été utilisés par Reimann [9], Richardson et Robertson [13].

Nous avons employé cette méthode pour mettre en évidence l'influence du magnésium employé comme « getter » additionnel dans certains tubes

de réception. Sur la deuxième grille des pentodes est soudée une parcelle de 1 mg de magnésium. Après pompage du tube, lors de l'activation, cette grille est soumise à un bombardement électronique intense qui la porte au rouge. Il en résulte la sublimation du magnésium qui vient se déposer sur les électrodes plus froides, en particulier la première grille (grille de contrôle), constituée par une spirale de molybdène. La figure 2 montre un cas particulier où la variation de d. d. p. de contact ainsi obtenue était de 0,7 V.

D'autres exemples de l'emploi de cette méthode seront donnés au Chapitre V (applications pratiques).

3. Mesure de la d. d. p. de contact en valeur absolue.

Toutefois la méthode précédente ne peut suffire dans le cas qui nous intéresse.

En effet, il est bon de noter que des phénomènes autres que la variation de d. d. p. de contact peuvent produire des variations de courant : par exemple une modification accidentelle de l'émission électronique. De plus, si la mesure directe de la variation de la d. d. p. de contact peut nous renseigner utilement sur son évolution dans un tube donné, on ne peut comparer les d. d. p. de contact de plusieurs tubes qu'à la condition d'en connaître les valeurs absolues.

Ce résultat est obtenu par le procédé suivant : Dans un tube électronique à vide contenant une cathode émissive chaude et une anode réceptrice, il découle de la loi de distribution des vitesses de Maxwell que le courant anodique pour des potentiels retardateurs est de la forme [5]

$$(B) \quad I = I_s e^{\frac{V\varepsilon}{kT}} \quad (\text{loi des courants résiduels}),$$

avec :

I_s , courant de saturation de la cathode;

V , potentiel retardateur de l'anode;

ε , charge de l'électron = $1,6 \cdot 10^{-20}$ U. E. M.;

k , constante de Boltzmann = $1,375 \cdot 10^{-16}$ erg/deg;°

T , température absolue de la cathode.

Prenons le logarithme décimal des deux membres de cette équation

$$(C) \quad \log I = \log I_s + \frac{0,434\varepsilon}{kT} V.$$

On voit que, théoriquement, tant que V reste négatif, $\log I$ est une fonction linéaire de V . La droite qui la représente a pour pente $\frac{0,434\varepsilon}{kT}$ (fig. 3).

Dès que V atteint zéro, et pour des valeurs positives de V , le courant doit rester constant et égal à I_s .

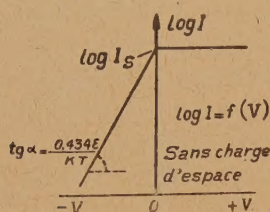


Fig. 3.

Pratiquement, le courant électronique n'atteint pas le courant de saturation pour $V = 0$, en raison de l'existence de la charge d'espace (fig. 4). Celle-ci crée en effet, entre cathode et anode, un champ retardateur supplémentaire tel que la saturation n'est atteinte que pour des valeurs assez élevées de V . Si donc l'on prolonge d'une part la droite AB

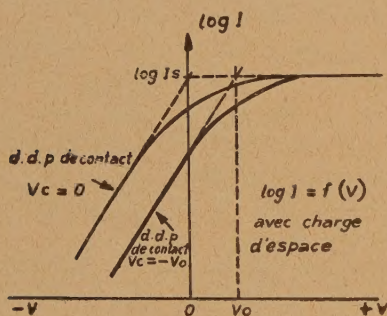


Fig. 4.

des courants résiduels, d'autre part la droite horizontale dont l'ordonnée est égale à $\log I_s$, le point d'intersection doit avoir pour abscisse $V = 0$. S'il n'en est pas ainsi, c'est que l'existence d'une d. d. p. de contact V_c nécessite l'application à l'anode d'une tension V_0 , positive ou négative, telle qu'en contrebalançant la d. d. p. de contact elle crée un champ électrique nul entre cathode et anode. On a donc alors

$$V_c = -V_0.$$

4. Détermination de l'annulation du champ électrique entre cathode et anode.

Pour déterminer le potentiel V_0 de la source extérieure pour lequel le champ résultant entre cathode et anode est nul, il suffit donc de prolonger les deux droites AB et $\log I_s$ et de prendre l'abscisse de leur point de rencontre C .

Cette méthode soulève quelques difficultés dans le cas où l'on emploie comme cathodes des matériaux ayant un grand pouvoir émissif : nickel recouvert d'oxydes, tungstène thorié, etc. C'est qu'en effet, au moins aux températures normales d'utilisation (1000°K environ pour les cathodes à oxydes), le courant de saturation très élevé de ces cathodes produit une importante charge d'espace qui ne peut être vaincue que par l'application d'un potentiel d'anode considérable. Cette mesure ne peut se faire d'une manière directe sous peine d'entraîner la destruction du tube par l'effet Joule intense qui en résulterait. Nous avons réalisé un procédé de mesure du courant de saturation qui élimine cette difficulté (voir Chapitre III).

Certains auteurs déterminent le potentiel d'anode pour lequel le champ électrique s'annule en « appréciant » la position du coude des courbes $\log I = f(V)$ (the knee of the curves). Citons Taylor et I. Langmuir [11] pour le tungstène recouvert de césium, D. B. Langmuir [15] pour le tungstène thorié qui déterminent ainsi l'émission pour un champ nul. Germer [32] se sert de ce procédé pour déterminer la d. d. p. de contact dans des tubes à filament de tungstène pur, pour des températures inférieures à 1850° K. Ce procédé est évidemment séduisant puisqu'il permet d'éviter d'avoir à connaître le courant de saturation vrai. Toutefois ce coude étant assez peu net, cette méthode risque d'entraîner des erreurs assez grandes par rapport à celle qui utilise la connaissance du courant de saturation. Nous allons du reste le vérifier.

5. Réalisation d'un tube pour la comparaison des deux méthodes de mesure de la tension V_0 .

La réalisation de ce tube a été inspirée de celle décrite par D. B. Langmuir [15], pour la mesure de la d. d. p. de contact entre un filament de tungstène thorié et une anode en tantale. Afin d'obtenir une valeur facilement mesurable du courant de saturation, nous avons utilisé un filament de tungstène pur; son diamètre est de 135 μ et sa longueur de 50 mm. L'anode est en nickel, sa longueur est de 50 mm et son diamètre de 8 mm. Dans le but d'éviter la complication du dispositif employé par Langmuir, et qui n'était justifiée que par la nécessité d'obtenir des anodes en tantale parfaitement propre, nous avons monté le tube comme l'indique la figure 5. Les deux anodes extrêmes servent ici comme dans le tube de Langmuir, d'anneaux de garde destinés à éliminer l'influence des bouts

froids du filament. Les électrodes sont maintenues par un support de verre, le filament étant tendu par un ressort de molybdène.

Pour les essais, le schéma de la figure 6 a été réalisé. Les anneaux de garde ont été polarisés à -50 V par rapport au point milieu du filament.

Ce point milieu a été obtenu extérieurement par le curseur d'un potentiomètre placé aux bornes du filament. Un commutateur permet d'inverser la source continue d'alimentation du filament. Si le point milieu est correctement réalisé, le courant, anodique ne doit pas varier à la suite de cette

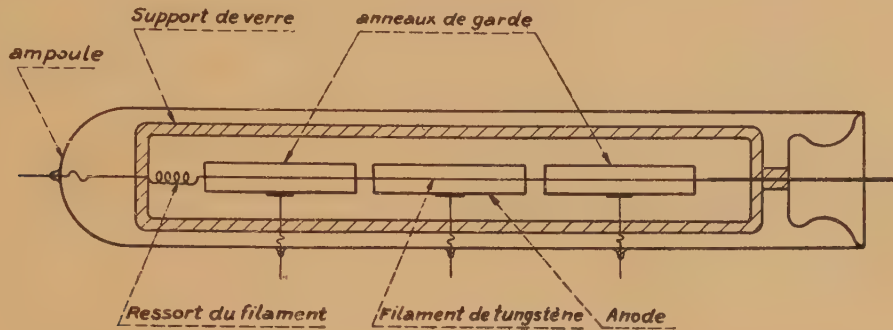


Fig. 5. — Tube servant à l'étude du procédé de détermination du champ nul entre cathode et anode.

inversion. Quant à l'anode, elle est reliée à une source continue que l'on peut également inverser afin d'établir entre le filament et l'anode des d. d. p. comprises entre -3 et $+100$ V.

obtenues s'écartent des valeurs données par la méthode utilisant le courant de saturation de 10 à 20 %.

Nous avons donc conclu que le procédé employé pour déterminer l'annulation du champ électrique,

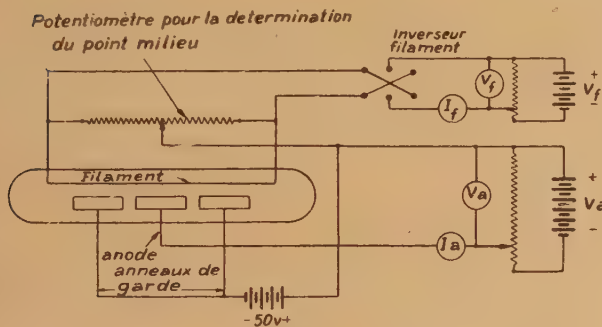


Fig. 6.

Les températures ont été calculées d'après la puissance de chauffage du filament, en utilisant les caractéristiques des filaments de tungstène données par Worthing et Forsythe [16]. Quant aux courants de saturation, ils ont été mesurés à $+100$ V, et la valeur indiquée résulte de l'application de la loi de Schottky (voir au § 20). La figure 7 donne les courbes $I_a = f(V_a)$. Elles permettent de faire deux constatations :

- 1° Le coude est très peu marqué et l'appréciation de ce coude manque de précision;
- 2° Dans la mesure où l'on peut déterminer l'emplacement de ce coude, les valeurs de V_0 ainsi

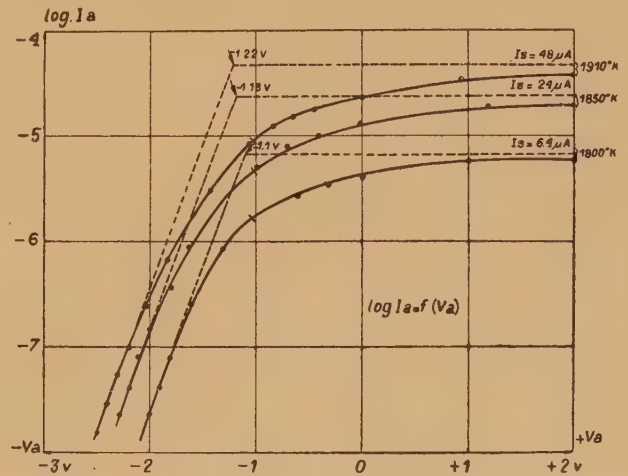


Fig. 7. — Résultats obtenus avec tube de la figure 5 monté suivant schéma de la figure 6.
 $\log I_a = f(V_a)$.

en utilisant le coude de la courbe, est à éliminer comme introduisant une cause d'erreur supplémentaire. Nous avons donc adopté, pour la mesure de la d. d. p. de contact, la méthode utilisant l'intersection de la droite des courants résiduels avec le courant de saturation.

6. Remplacement du procédé graphique par une formule, dans la détermination de V_0 .

L'emploi du procédé graphique pour la détermination de V_0 est susceptible d'introduire dans la mesure de la d. d. p. de contact des erreurs supplémentaires non négligeables si le tracé à la règle n'est pas fait avec un soin tout particulier. De plus, ainsi qu'on le verra au Chapitre III, le procédé graphique n'est pas d'un emploi commode lorsque l'on mesure les d. d. p. de contact sur des cathodes à oxydes à hautes températures, car alors il y a une énorme disproportion entre les courants résiduels et le courant de saturation. Il est préférable d'employer une formule qui donne, algébriquement, l'abscisse du point d'intersection des droites AB et $\log I_s$. Soient deux points M et N de coordonnées $(V_1, \log I_1)$ et $(V_2, \log I_2)$, situés

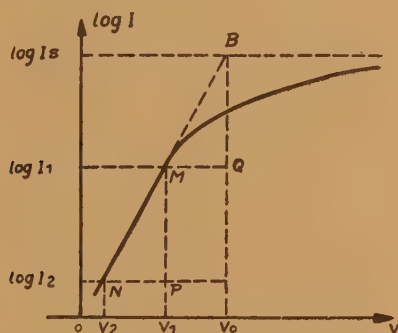


Fig. 8.

sur la droite des courants résiduels. Les coordonnées de ces points sont obtenues lors du relevé de la courbe $I = f(V)$. Faisons la convention que l'on prendra pour V_1 la tension correspondant au courant le plus élevé, quelle que soit la position de la droite MN par rapport à l'axe des $\log I$. Par la considération des triangles semblables MBQ et MNP, on trouve facilement que l'abscisse du point B, pour lequel le champ électrique entre la cathode et l'anode s'annule, est donnée par l'expression

$$(D) \quad V_0 = \frac{\log \frac{I_s}{I_1} (V_1 - V_2)}{\log \frac{I_1}{I_2}} + V_1.$$

7. Calcul de l'incertitude relative maxima.

L'emploi de la formule ci-dessus va de plus nous permettre de déterminer l'incertitude relative maxima.

En calculant

$$\frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\left\{ \left| \frac{\partial V_0}{\partial I_s} \Delta I_s \right| + \left| \frac{\partial V_0}{\partial I_1} \Delta I_1 \right| + \left| \frac{\partial V_0}{\partial I_2} \Delta I_2 \right| + \left| \frac{\partial V_0}{\partial V_1} \Delta V_1 \right| + \left| \frac{\partial V_0}{\partial V_2} \Delta V_2 \right| \right\}}{V_0}.$$

On trouve

$$(E) \quad \frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\left\{ \frac{\Delta I_s}{I_s} \frac{V_1 - V_2}{\log \frac{I_1}{I_2}} + \frac{\Delta I_1}{I_1} \frac{(V_1 - V_2) \log \frac{I_s}{I_2}}{\log^2 \frac{I_1}{I_2}} + \frac{\Delta I_2}{I_2} \frac{(V_1 - V_2) \log \frac{I_s}{I_1}}{\log^2 \frac{I_1}{I_2}} + \Delta V_1 \frac{\log \frac{I_s}{I_2}}{\log \frac{I_1}{I_2}} + \Delta V_2 \frac{\log \frac{I_s}{I_1}}{\log \frac{I_1}{I_2}} \right\}}{V_0}.$$

On prendra en valeur absolue chaque terme du numérateur. On peut se demander s'il y a intérêt à faire la mesure de la d. d. p. de contact à haute ou à basse température, et si l'on doit prendre pour $V_1 - V_2$ une valeur forte ou faible. Pour cela nous écrirons la formule d'erreur sous une autre forme, en tenant compte de ce que $V_1 - V_2$ d'une part et $\log \frac{I_1}{I_2}$ d'autre part ne sont pas des variables indépendantes. En effet, de la formule

$$I = I_s e^{\frac{V}{kT}},$$

on tire

$$\log \frac{I_1}{I_2} = 5040 \frac{(V_1 - V_2)}{T}$$

en prenant V_1 et V_2 en volts.

On peut alors écrire

$$(F) \quad \frac{\Delta V_0}{V_0} = \frac{\left\{ \frac{\Delta I_s}{I_s} \frac{T}{5040} + \frac{\Delta I_1}{I_1} \frac{T}{5040} \frac{\log \frac{I_s}{I_2}}{\log \frac{I_1}{I_2}} + \frac{\Delta I_2}{I_2} \frac{T}{5040} + \Delta V_1 \frac{\log \frac{I_s}{I_2}}{\log \frac{I_1}{I_2}} + \Delta V_2 \frac{\log \frac{I_s}{I_1}}{\log \frac{I_1}{I_2}} \right\}}{V_0}.$$

Sous cette forme, on voit que pour réduire l'incertitude relative, il faut, avec un tube donné :

1° Faire la mesure à basse température et pour

un courant de saturation faible, ce qui est évidemment compatible;

2° Utiliser un rapport $\frac{I_1}{I_2}$ élevé et, par conséquent, de fortes valeurs de $V_1 - V_2$, dans la limite où l'on reste sur la droite des courants résiduels.

A titre d'exemple, nous avons calculé les incertitudes relatives obtenues sur la mesure de d. d. p. de contact d'un même tube, suivant que l'on fait la mesure pour trois températures différentes. Admettons sur les données les incertitudes relatives suivantes :

$$\frac{dV_1}{V_1} = \frac{dV_2}{V_2} = 0,005;$$

$$\frac{dI_1}{I_1} = 0,01, \quad \frac{dI_2}{I_2} = 0,02, \quad \frac{dI_s}{I_s} = 0,05.$$

On remarquera que nous admettons une possibilité d'erreur de 5 % sur la valeur du courant de saturation. L'expérience montre, ainsi qu'on le verra au Chapitre III, que le courant de saturation d'une cathode à oxydes n'est pas parfaitement stable. On pourra remarquer, en surplus, que l'erreur commise sur le courant de saturation a une répercussion assez atténuée sur l'erreur faite sur la d. d. p. de contact. Cette répercussion est d'autant plus faible que la température est plus basse, autre motif qui montre l'intérêt de la mesure de d. d. p. de contact à basse température. Le Tableau I donne les résultats obtenus avec un tube du type R. 219. Rappelons que les valeurs de $\frac{\Delta V_0}{V_0}$ qui y figurent sont les incertitudes relatives maxima, calculées par la formule (E).

TABLEAU I.

T (°K.).	I_1 (μ A.).	I_2 (μ A.).	V_1 (V.).	V_2 (V.).	I_s (A.).	V_0 (V.).	$\frac{\Delta V_0}{V_0}$ (%).
610...	1,6	0,1	+0,7	+0,35	$50 \cdot 10^{-6}$	1,13	3,4
720...	2	0,09	+0,15	-0,15	$15 \cdot 10^{-3}$	1,01	3,7
985...	1,6	0,11	-0,9	-1,25	8,5	1,16	11,4

On voit que l'incertitude croît très vite lorsque l'on fait la mesure pour des courants de saturation élevés.

CHAPITRE II.

MESURE DES D. D. P. DE CONTACT DANS LE CAS DES CATHODES A OXYDES FONCTIONNANT A BASSE TEMPÉRATURE.

8. But de la mesure de la d. d. p. de contact à basse température.

Les cathodes à oxydes fonctionnent normalement à 1000° K. A cette température, le courant de saturation est, comme nous l'avons dit, très élevé et difficile à mesurer. C'est pourquoi nous avons commencé par faire nos mesures en chauffant nos cathodes à une température relativement basse, soit 5 à 600° K. Dans ces conditions, le courant de saturation n'est que de quelques dizaines de microampères; il est très facilement mesurable avec des tensions anodiques de l'ordre de 100 V, et il n'en résulte aucun échauffement exagéré du tube qui puisse perturber son fonctionnement.

Ce procédé est-il légitime, et la valeur de la d. d. p. de contact obtenue pour une température faible de la cathode sera-t-elle identique à celle que l'on obtiendrait avec la cathode à sa température normale ? Pour répondre à cette question nous nous servons de la relation donnée par Richardson [2], exprimant la variation du travail d'extraction en fonction de la température

$$(G) \quad W = W_0 + \frac{3}{2} k T,$$

avec :

W , travail d'extraction à la température T ;
 W_0 , travail d'extraction au zéro absolu;
 k , constante de Boltzmann = $1,375 \cdot 10^{-16}$ erg/degré;
 T , température absolue.

Pour exprimer le potentiel d'extraction en volts, divisons les deux membres de cette expression par e , charge de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-20}$ U. E. M.), et divisons le coefficient de T par 10^8 (1 V = 10^8 U. E. M.). Il vient

$$(H) \quad \varphi = \varphi_0 + 1,29 \cdot 10^{-4} T.$$

Or, d'une part, la d. d. p. de contact entre la cathode et l'anode est égale à la différence des potentiels d'extraction, et d'autre part, la température de l'anode varie peu lorsque l'on fait varier celle de la cathode. Il est donc facile de voir qu'en fonction de la variation de température de la cathode, la variation de la d. d. p. de contact sera égale à

$$(I) \quad \delta(V_c) = -1,29 \cdot 10^{-4} \delta(T).$$

On voit que si l'on chauffe la cathode à 600°K au lieu de 1000 , soit 400° de variation, la d. d. p. de contact doit théoriquement diminuer de $0,05\text{ V}$. Le potentiel d'extraction d'une cathode à oxydes étant de l'ordre de 1 V , on voit que c'est une erreur de 5% que l'on introduit sur la d. d. p. de contact en faisant la mesure à 600°K au lieu de 1000 , erreur dont il est possible du reste de tenir compte en appliquant la formule ci-dessus.

9. Construction d'un tube expérimental pour l'étude des d. d. p. de contact dans le cas des cathodes à oxydes.

Afin de vérifier, dans le cas des cathodes à oxydes, l'exactitude de notre procédé de mesure de la d. d. p. de contact, nous avons réalisé le tube de la figure 9.

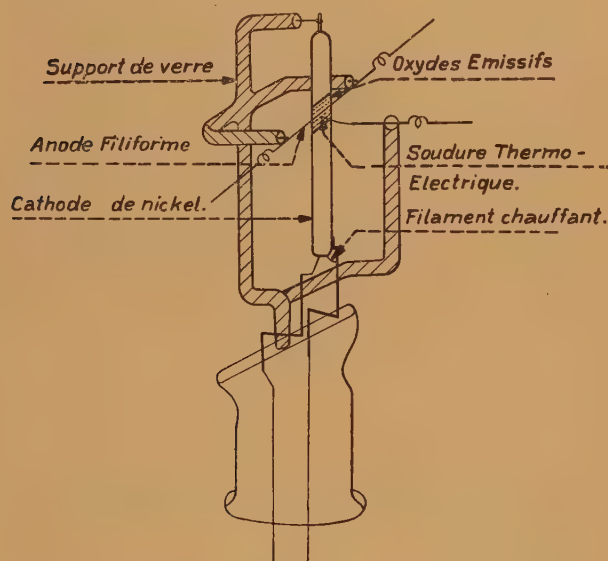


Fig. 9. — Tube spécial pour la mesure de la d. d. p. de contact entre cathode à oxydes et anode en tungstène pur.

Il répond aux conditions suivantes :

1^o Utiliser comme anode un métal dont le potentiel d'extraction est connu, la cathode étant constituée par un tube de nickel recouvert d'oxydes de baryum et de strontium;

2^o Permettre, une fois le tube pompé et activé, l'élimination complète du baryum et du strontium qui aurait pu se déposer sur l'anode et en modifier ainsi le potentiel d'extraction;

3^o Éviter le plus possible les courants parasites dus aux défauts d'isolement entre cathode et anode, étant donné que les courants résiduels à mesurer peuvent être de l'ordre de 10^{-8} A .

Dans le tube de la figure 9, la cathode est constituée par un tube de nickel de section elliptique, recouvert d'oxydes sur une surface d'environ 10 mm^2 . L'anode est constituée par un fil de tungstène de 135μ de diamètre et de 40 mm de longueur, disposé perpendiculairement à la cathode, et passant à environ 1 mm de la partie badigeonnée. Les électrodes sont maintenues par un dispositif de verrerie dont les dimensions sont assez grandes pour que l'isolement obtenu soit excellent. La disposition à angle droit de l'anode par rapport à la cathode permet d'éviter la création de courants parasites entre la cathode et les conducteurs soudés aux extrémités de l'anode. De plus, cette disposition a l'avantage de soustraire l'anode au champ perturbateur du courant de chauffage de la cathode.

Cette dernière est en nickel à $99,5\%$. Pour obtenir un nettoyage aussi bon que possible de la surface du métal avant badigeonnage, elle a subi un décapage par électrolyse dans SO_4H_2 dilué, puis lavage à l'eau distillée et à l'alcool.

Le badigeonnage a été réalisé au pistolet avec le mélange de 55% de CO_3Ba et de 45% de CO_3Sr en suspension dans l'acétate d'amyle, mixture couramment utilisée dans la technique des tubes à vide.

La cathode est chauffée intérieurement par filament de tungstène de 135μ de diamètre et de 163 mm de longueur, replié en forme de M et isolé par un revêtement d'alumine.

Il a été prévu une palette métallique portant un fragment de baryum destiné à servir de getter. Pour le pompage, le tube a d'abord été étuvé à 300°C pendant 1 h , puis à 400° pendant 2 h . Les parties métalliques et la palette à getter ont été chauffées pendant 15 mn à 600°C par induction de courants H. F. Le fil-anode a été dégazé par chauffage pendant 2 mn à 2000° environ puis pendant 2 mn à 2500° . Le dégazage de la cathode a été effectué comme suit : 1 mn à 900°C , 2 mn à 1000° , 1 mn à 1150° . Puis la cathode a été ramenée à 900°C et le getter a été volatilisé. Après scellement, le tube a été activé par chauffage de la cathode seule à 1000°C pendant 30 mn , puis à 900° pendant 2 h avec un courant électronique de 3 mA .

L'intérêt particulier de ce tube réside dans le fait qu'après l'activation il a suffi de porter le fil anode à haute température par passage d'un courant, pour éliminer complètement toute trace de baryum et de strontium qui aurait pu se déposer à sa surface. Pratiquement, il a été porté à 2500°C pendant 10 mn .

10. Précautions à prendre au cours des mesures.

Comme il s'agit de mesurer des courants très faibles, diverses causes de perturbations sont à éviter. Tout d'abord, l'humidité peut créer des défauts d'isolement entre les différents organes de l'installation d'essai. Il est facile de remédier à cet inconvénient par chauffage à l'aide de chaufferettes électriques. L'instabilité des tensions d'anode est aussi un défaut grave à éviter soigneusement. Nous y sommes parvenus en utilisant des redresseurs stabilisés par tubes à néon. Enfin, la cause de perturbations qui nous a donné le plus d'ennuis avant que nous ne l'ayons décelée est la présence de courants de haute fréquence apportés par les fils du secteur et provenant des oscillateurs destinés au chauffage par induction des tubes en cours de pompage. Des filtres et des condensateurs de découplage placés aux arrivées du secteur et en certains points du circuit de mesure ont permis de supprimer cet inconvénient.

11. Détermination de la température de la cathode.

Pour les températures supérieures à 950° K, il n'y avait pas de difficulté particulière : la température de la cathode a été mesurée directement à l'aide d'un pyromètre optique Cambridge à disparition de filament. Une correction a été apportée aux températures de brillance ainsi obtenues pour en déduire la température vraie par application de la loi de Wien

$$(J) \quad \frac{1}{T} - \frac{1}{T'} = 2,3 \frac{\lambda \log e_\lambda}{C_2}.$$

Le pouvoir émissif monochromatique e_λ a été supposé égal au pouvoir émissif total e_t qui intervient dans la loi de Stefan-Boltzmann

$$(K) \quad W = e_t \sigma T^4,$$

ce qui est très sensiblement vrai au voisinage de la longueur d'onde considérée (0,665 μ). (Voir G. Ribaud [29]). Cette dernière équation permet de déterminer e_t en prenant pour W la puissance par centimètre carré utilisée en chauffage du filament. Elle permet de plus, en l'écrivant sous la forme

$$(L) \quad \log W = \text{const.} \times \log T,$$

d'obtenir une ligne droite lorsque l'on trace $\log W = f(\log T)$, et d'extrapoler jusqu'aux environs de 700° K la mesure de la température en fonction

de la puissance de chauffage. Cette façon de procéder est particulièrement commode lorsqu'il s'agit de connaître la température d'une cathode qui n'émet pas dans le spectre visible. Nous signalerons du reste qu'un procédé analogue a été utilisé par Hull [30] pour la détermination de la température des cathodes de thyratrons. La figure 10 donne les

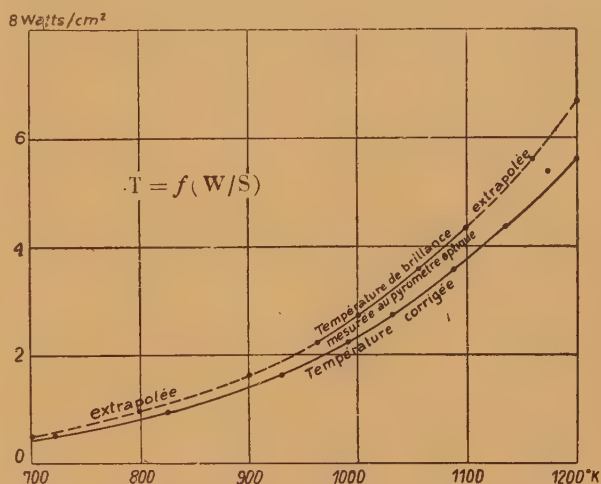


Fig. 10. — Cathodes de nickel badigeonné de BaO + SrO. Température en fonction de la puissance de chauffage par centimètre carré

$$T = f\left(\frac{W}{S}\right).$$

Les 9/10^e de la surface totale sont recouverts d'oxydes.

courbes des températures vraies et des températures de brillance pour une cathode de nickel badigeonnée d'oxydes sur 9/10^e de sa surface totale, cas de la plupart des tubes de réception. Pour le tube spécial, badigeonné sur une très petite surface, nous avons tracé une courbe particulière, non figurée.

12. Résultats obtenus : d. d. p. de contact et travail d'extraction des cathodes à oxydes.

La figure 11 donne les courbes $\log_{10} I = f(V)$ pour le tube spécial de la figure 9. Nous noterons tout d'abord que pour les cathodes à oxydes la distribution des vitesses des électrons émis suit la loi de Maxwell, la courbe $\log I = f(V)$ étant représentée par une droite avant l'apparition de la charge d'espace. Ce fait avait déjà été vérifié par Koller [35] pour des filaments de platine iridié recouvert d'oxydes de baryum et de strontium. Nous avons effectué les mesures de d. d. p. de contact pour trois températures légèrement différentes de la

cathode. Les valeurs obtenues sont les suivantes :

		Moyenne.	Écart à la moyenne (%).
755°K	$V_c = -3,76$ V	-3,66 V	+2,65
780	3,59		-1,95
800	3,63		-0,82

Les températures sont assez voisines pour que l'influence de leur variation sur la d. d. p. de contact soit absolument négligeable.

obtenus par divers expérimentateurs, et dont les plus récents cités par Dushman [19] et Jones [7] sont les suivants :

1929, Davisson : 1 V;
1925, Koller : 1,05;
1926, Rothe : 0,92 et 0,83.

Ces résultats ont été déduits des mesures thermioniques ou calorimétriques.

Nous en concluons que notre méthode de mesure de la d. d. p. de contact est d'une précision convenable, puisqu'elle nous permet de retrouver pour le potentiel d'extraction une valeur du même ordre que celles qui ont été trouvées par d'autres procédés.

CHAPITRE III.

ÉTUDE D'UN PROCÉDÉ DE MESURE DES COURANTS DE SATURATION DES CATHODES A OXYDES FONCTIONNANT AUX TEMPÉRATURES ÉLEVÉES.

13. Intérêt et difficulté de cette mesure.

Nous avons vu au paragraphe 8 que le potentiel d'extraction varie théoriquement en fonction de la température suivant l'équation

$$\varphi = \varphi_0 + 1,29 \cdot 10^{-4} T.$$

Nous nous sommes servis de cette relation pour justifier la mesure de la d. d. p. de contact pour une température faible de la cathode. Toutefois certains auteurs affirmant que l'expérience prouverait que le coefficient de température doit être plus grand que ne l'indique cette formule, du moins en ce qui concerne le tungstène thorié, il nous a paru intéressant de vérifier cette équation. Il était nécessaire pour cela de mesurer les courants de saturation pour des températures variables, et en tous cas plus élevées que celles que nous avons utilisées jusqu'alors. De plus, la mesure des courants de saturation réels pour les températures normales (environ 1000° K) des cathodes à oxydes est d'un précieux concours pour l'étude de l'émission et de la durée de vie des tubes à vide.

La mesure du courant de saturation d'une cathode à oxydes est un problème difficile. Il s'agit en effet, à 1000° K, de mesurer un courant qui peut atteindre plusieurs ampères, même pour une petite cathode dont la surface émissive est de l'ordre du centimètre carré, en mettant en jeu une tension de plusieurs centaines de volts. Par exemple, une lampe du type EL 3 employée dans les appareils de réception

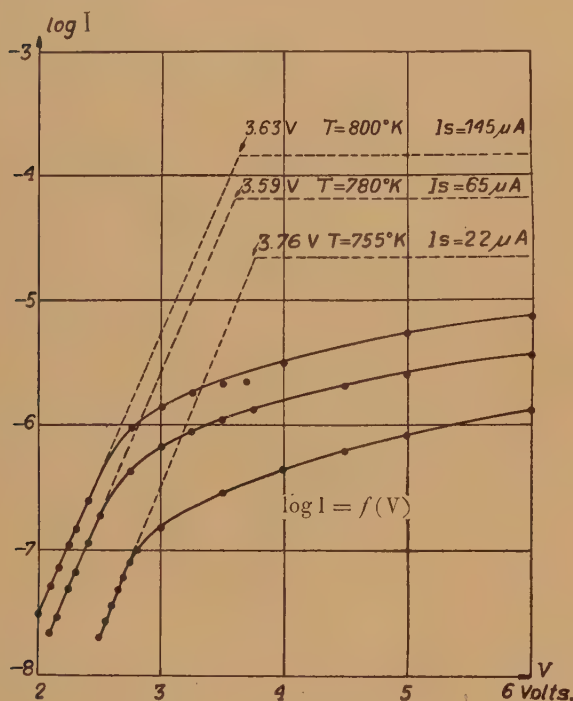


Fig. 11. — Tube de la figure 9

$\log I = f(V)$.

L'unité de courant est l'ampère.

Déduisons de ces résultats le potentiel d'extraction de notre cathode : les mesures les plus précises du travail d'extraction du tungstène au zéro absolu, effectuées par Davisson et Germer [17], Dushman [18 et 19], Zwicker [20], ont donné $\varphi_0 = 4,54$ V (chiffre cité également par Reimann [6]). Supposons que, dans sa partie située au voisinage de la cathode, le fil qui sert d'anode soit à une température de l'ordre de 100° C. En appliquant la formule du paragraphe 8, on trouve que le potentiel d'extraction de l'anode est d'environ 4,6 V.

Cela donnerait pour le potentiel d'extraction de la cathode à oxydes de notre tube

$$\varphi = 4,6 - 3,66 = 0,94 \text{ V.}$$

Ce chiffre concorde assez bien avec les résultats

pour attaquer le haut-parleur, présente un courant de 4 ou 5 A sous 500 V. C'est donc une puissance de quelques kilowatts que l'on doit dissiper dans le tube. La nécessité d'employer des tensions aussi élevées pour obtenir le courant de saturation est particulière aux cathodes à oxydes, et elle s'explique par le fait que l'émission importante de ces cathodes produit une charge d'espace élevée. Il est bien évident que l'on ne peut faire cette mesure directement, par application de la tension, même en se limitant à un temps de quelques secondes, tout juste suffisant pour faire une lecture. L'effet Joule intense qui en résulterait détruirait le tube à mesurer ou du moins en perturberait fortement le fonctionnement.

Nous n'avons pas trouvé de documentation sur un procédé de mesure des courants de saturation élevés. Il semble que tous ceux qui ont expérimenté sur des cathodes à oxydes, ont tourné la difficulté en utilisant de très petites surfaces émissives et surtout en les faisant fonctionner à faible température. Ainsi, les mesures d'émission dont parle Reimann [6] au chapitre des cathodes à oxydes, portent sur des courants ne dépassant pas quelques milliampères. C'est aussi le cas de Koller [35] qui a fait des mesures d'émission sur des filaments de platine iridié recouverts de BaO et de SrO, et dont les courants sont de quelques microampères. Un procédé assez spécial est utilisé par Found [28] pour ses recherches sur les constantes des cathodes à surface complexe : tungstène thorié ou oxyde. Il remplit ses tubes de vapeur de mercure ou de néon à basse pression dont l'ionisation supprime la charge d'espace, ce qui permet de mesurer des courants de saturation avec des tensions appliquées de l'ordre d'une vingtaine de volts. Mais il est évident que ce procédé modifie profondément le régime de fonctionnement de ces cathodes : la preuve en est que les résultats trouvés par Found par les constantes de ses cathodes à oxydes diffèrent assez fortement des valeurs trouvées par ceux qui opèrent avec un vide élevé; il trouve pour le potentiel d'extraction d'une cathode à oxydes $\varphi_0 = 1,96$ V, chiffre environ deux fois plus élevé que ceux que nous avons cités au paragraphe 12. Quoi qu'il en soit, cette méthode ne permet pas de mesurer le courant de saturation vrai d'un tube à vide déjà existant.

14. Principe (1).

Nous avons résolu ce problème, en procédant par impulsions, c'est-à-dire en n'appliquant la

tension que pendant des temps extrêmement courts de l'ordre du $1/1000^e$ de seconde, et en mesurant l'amplitude du courant obtenu. Pour des raisons de commodité, ces impulsions sont envoyées à un rythme régulier, par exemple toutes les secondes, en portant attention à ce que la puissance moyenne dissipée dans la lampe ne soit pas suffisante pour perturber le fonctionnement de la cathode. Au cours de nos premiers essais, nous avons fait appel à des dispositifs mécaniques tels que : disques tournants portant un contact de faible longueur, relais, etc. Ces dispositifs, s'ils sont soigneusement étudiés peuvent donner de bons résultats. Toutefois ils introduisent des résistances de contact qui en particulier pour les intensités élevées, risquent de fausser les mesures. Nous nous sommes arrêtés au système suivant : un condensateur C est chargé en permanence par une source de courant continu S_1 de tension réglable. Une batterie de thyratrons (2), dont les grilles sont normalement portées à un potentiel négatif élevé par rapport aux cathodes, est intercalée dans un circuit comprenant en série : le condensateur C, le tube dont on veut mesurer

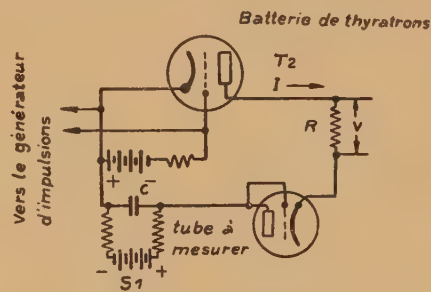


Fig. 12.

le courant de saturation et une résistance R de faible valeur. Normalement, du fait de la polarisation négative des grilles des thyratrons, le condensateur C ne peut se décharger. On envoie toutes les secondes sur les grilles une impulsion de tension

(1) Ce procédé de mesure du courant de saturation a fait l'objet d'un compte rendu à l'Académie des Sciences le 23 mai 1945.

(2) Nous rappelons qu'un thyatron est un tube à trois électrodes qui contient du gaz à basse pression : vapeur de mercure, néon, argon, etc. Pour une certaine tension d'anode, le courant anodique est nul tant que la tension négative de grille est supérieure en valeur absolue à une certaine valeur. L'apparition du courant anodique se produit brusquement lorsque l'on réduit la tension de la grille, et une fois le tube « accroché », il est impossible d'obtenir le décrochage en augmentant la tension de grille. On ne peut y parvenir qu'en réduisant la tension d'anode.

de grandeur et de sens telle que les grilles sont rendues positives pendant une fraction de seconde. Les thyratrons peuvent alors s'amorcer; le condensateur C se décharge, son courant étant limité par le courant de saturation du tube à mesurer. Le condensateur étant choisi de valeur assez faible, l'énergie moyenne mise en jeu est assez faible pour que le tube en essai ne puisse être détérioré par les décharges.

15. Mesure du courant de saturation.

Le courant de saturation traverse donc la résistance R et y développe une tension V . Voici le procédé employé pour mesurer la crête de cette

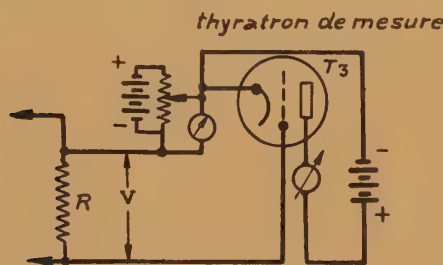


Fig. 13.

tension « pulsée ». Nous utilisons un autre thyatron T_3 , dont nous polarisons la grille par une tension négative par rapport à la cathode, et réglable (fig. 13). La tension anodique de ce tube T_3 étant fixe, soit V_1 la tension de grille nécessaire pour provoquer l'amorçage du courant d'anode.

Lorsque l'on envoie les impulsions dans la résistance R , celle-ci se trouvant en série dans le circuit de grille du thyatron, on constate, si le sens du courant dans la résistance est convenable, que le thyatron s'amorce pour une tension $V_2 > V_1$, on en déduit que l'amplitude de la tension développée aux bornes de R est égale à

$$V = V_2 - V_1 = RI_s \quad (I_s = \text{courant de saturation}),$$

d'où

$$(M) \quad I_s = \frac{V_2 - V_1}{R}.$$

16. Réalisation pratique et mode opératoire

La figure 14 donne le schéma général de l'installation. La batterie de thyratrons T_2 qui contrôle la décharge du condensateur est constituée par 20 tubes Philips 4690 (1) reliés en parallèle. Le courant de pointe admissible pour chaque tube étant de 750 mA, c'est donc un courant de 15 A que peut commander cette batterie. Le branchement de ces tubes en parallèle présente une difficulté : si l'un des tubes a une tension d'amorçage légèrement plus faible que celle des autres (et c'est toujours le cas), il s'amorce le premier et produit une chute de la tension anodique telle que les autres tubes ne peuvent plus s'amorcer. Il en résulte que

(1) Ces tubes, ainsi que les tubes 4686 cités plus loin ont la dimension de tubes de réception et sont remplis d'argon à la pression de quelques centimètres de mercure.

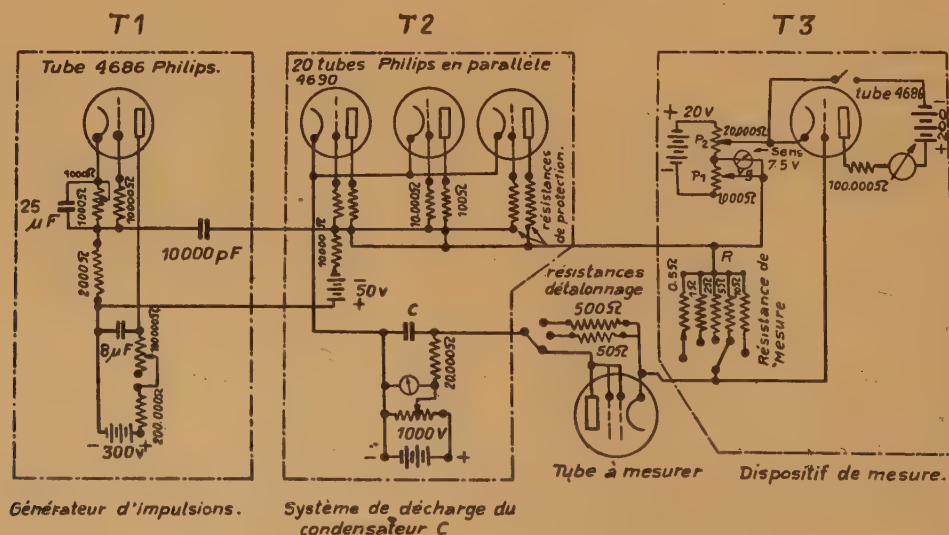


Fig. 14. — Procédé de mesure des courants de saturation.

le premier tube est traversé par la totalité du courant, ce qui ne tarde pas à le détériorer.

Pour remédier à cet inconvénient, nous avons placé en série avec chaque anode une résistance d'une valeur de $100\ \Omega$. De cette façon, si un tube s'amorce avant les autres, son courant anodique est limité, la chute de la tension anodique est limitée et les autres tubes peuvent s'amorcer également. Bien entendu, nous tiendrons compte de la présence de ces résistances lors de l'évaluation de la tension effectivement appliquée au tube à mesurer.

En série avec chaque grille, se trouve une résistance de protection de $10\ 000\ \Omega$, qui sert à limiter le courant cathode-grille lorsque les grilles sont positives. L'expérience nous a conduit à adopter $0,25\ \mu\text{F}$ pour la valeur de C . Cette capacité est suffisamment faible pour que nous puissions faire des mesures de courant de saturation sur les plus petites cathodes sans risquer de les détériorer. C est chargé à travers deux résistances de $20\ 000\ \Omega$ par un redresseur dont la tension, réglable à volonté, peut atteindre $1000\ \text{V}$.

Le générateur d'impulsions qui sert à déclencher périodiquement la décharge du condensateur est constitué par un thyatron T_1 , du type Philips 4686, monté en oscillateur à relaxation. Il n'est nullement nécessaire que la fréquence soit parfaitement constante. Une fréquence d'environ une impulsion par seconde nous a donné de bons résultats.

La brusque décharge du condensateur produit généralement des courants de haute fréquence amortis, en raison de l'inductance non nulle du circuit de la décharge. Ces courants de haute fréquence risquent de fausser la mesure en agissant de manière intempestive sur la grille du thyatron de mesure T_3 . Il est donc nécessaire en premier lieu de réduire le plus possible l'inductance du circuit de décharge du condensateur C . En particulier, la résistance R , qui est traversée par le courant de saturation, sera réalisée de façon à avoir une inductance minima. De plus, les connexions de tout le circuit seront courtes et blindées, pour éviter le rayonnement des courants H. F. s'il venait à s'en produire. L'oscillateur à relaxation peut également engendrer des courants H. F. si l'impulsion qu'il produit affecte une forme trop raide. Pour cette raison, il faudra chercher à ce que cette impulsion ait plutôt l'allure d'une demi-sinusoïde que celle d'une dent de scie. Ce résultat a été obtenu par un choix judicieux de la valeur des résistances et des condensateurs de l'oscillateur.

Quant au thyatron de mesure T_3 , son courant

anodique est limité par une résistance de $100\ 000\ \Omega$ ce qui, avec une tension anodique fixe de $200\ \text{V}$ et compte tenu d'une tension d'arc de $17\ \text{V}$, donne un courant d'environ $1,8\ \text{mA}$ quand le tube est amorcé. Un milliampèremètre de $2\ \text{mA}$ inséré dans le circuit anodique sert à vérifier l'accrochage. Deux dispositifs potentiométriques permettent de régler la polarisation de la grille. En l'absence d'impulsion, le potentiomètre P_1 est réglé à une tension nulle. Le tube de mesure étant décroché, on cherche avec le potentiomètre P_2 quelle est la valeur de la tension de grille qui provoque l'accrochage. Puis, P_1 étant réglé pour donner sa tension maxima, on fait décrocher le tube ⁽¹⁾, on envoie les impulsions et l'on diminue P_1 jusqu'à obtenir l'accrochage. La différence des tensions de polarisation nécessaires pour obtenir l'accrochage avec et sans impulsions se lit directement sur le voltmètre V_g commandé par P_1 . Ce dispositif permet d'avoir une plus grande précision dans la mesure de V . En l'absence d'impulsions, la tension de polarisation est de l'ordre de $12\ \text{V}$. Quant à la tension V , elle est de l'ordre de 6 à $7\ \text{V}$, et se lit sur un voltmètre dont la sensibilité est de $7,5\ \text{V}$.

Afin de pouvoir obtenir une tension V ayant toujours cet ordre de grandeur, la résistance R a été rendue variable par plots. Les valeurs en sont : $0,5, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000\ \Omega$. Cette gamme permet de mesurer des courants de saturation compris entre $5\ \text{mA}$ et $15\ \text{A}$.

17. Étalonnage du dispositif.

Puisque nous faisons appel à une décharge de condensateur, nous devons tenir compte de ce que la tension appliquée à notre tube en essai ne reste pas constante pendant tout le temps de la décharge. De plus, en raison de l'inductance non nulle du circuit (quand il ne s'agirait que de l'inductance propre du condensateur C) le courant ne s'établit pas instantanément. Soit U_0 la tension de charge du condensateur; lorsque le courant de décharge I passe par son maximum, la tension aux bornes du condensateur est tombée à une valeur $U_1 < U_0$ (fig. 15). C'est la valeur de U_1 qui détermine le courant I_s mesuré par notre dispositif. Pour connaître U_1 , nous étalonnerons le système en remplaçant le tube à mesurer par une résistance R_1 , « sans self ». Les thyatrons de la

⁽¹⁾ Le décrochage s'obtient en coupant pendant une fraction de seconde le circuit d'anode du tube T à l'aide d'un interrupteur.

batterie T_2 ont une tension d'arc égale à 40 V; de plus la résistance de protection du circuit d'anode

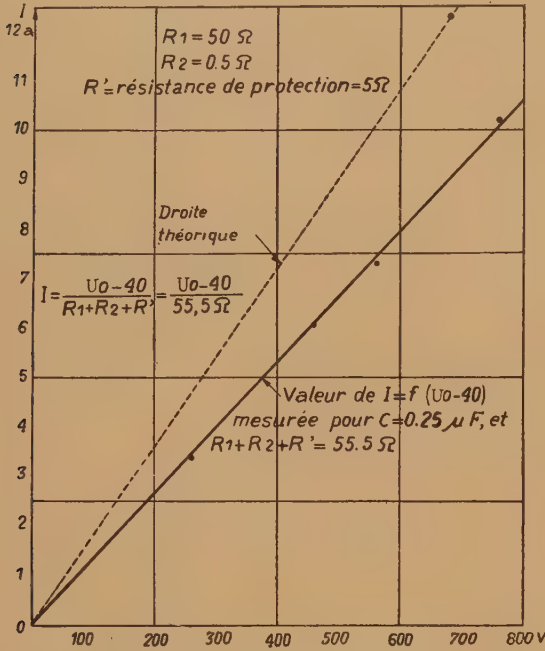


Fig. 15. — Système de mesure du courant de saturation. Étalonage de la tension pour des courants de 0 à 10 A.

a une valeur totale de 5 Ω (20 résistances de 100 Ω en parallèle). Le courant qui devrait théoriquement traverser le circuit si U_0 était constante est

$$(N) \quad I = \frac{U_0 - 40}{R_1 + R_2 + 5}.$$

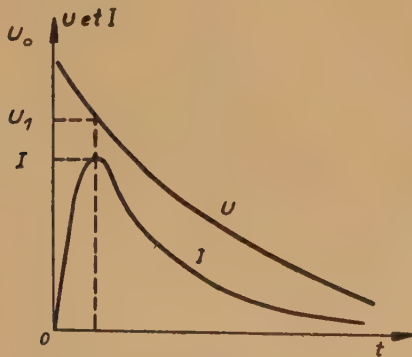


Fig. 16.

C'est cette droite théorique $I = f(U_0 - 40)$ qui est représentée en pointillé sur la figure 16. La droite en traits pleins représente les valeurs réel-

lement mesurées lors de la décharge du condensateur. La distance d'une de ces droites à l'autre comptée parallèlement à l'axe des U_0 , donne la valeur de la diminution de tension aux bornes du condensateur au moment où le courant dans le circuit atteint la valeur correspondante. Plus simplement, on peut constater que, d'après la pente des deux droites en traits pleins, tout se passe comme s'il y avait en série dans le circuit une résistance supplémentaire de 20 Ω , ce qui, avec la résistance de protection de 5 Ω donne 25 Ω pour la résistance totale fixe. Pour connaître la tension réellement appliquée au tube à mesurer, nous emploierons donc la formule de correction suivante :

$$(O) \quad U = U_0 - I(R + 25) - 40.$$

18. Calcul de l'incertitude relative maxima.

Le courant de saturation étant défini par la tension V développée aux bornes de R , soit $I = \frac{V}{R}$, l'incertitude relative sur I peut s'écrire

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta R}{R}.$$

En ce qui concerne $\frac{\Delta R}{R}$, on peut évidemment mesurer R avec une précision de l'ordre du 1/10 000. Toutefois il ne faut pas oublier que nous avons affaire à un régime transitoire, et que malgré les précautions prises dans la réalisation de R , sa composante inductive ne peut être absolument nulle. C'est pourquoi il semble que l'on peut admettre

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{100}.$$

Quant à V , elle est égale à la différence entre V_1 , tension d'amorçage du tube T_3 en l'absence d'impulsions, et V_2 , tension d'amorçage avec les impulsions,

$$V = V_2 - V_1,$$

d'où

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta V_1 + \Delta V_2}{V_2 - V_1}.$$

Il y a donc intérêt à augmenter $V_2 - V_1$ le plus possible. Dans notre cas, la tension d'anode du tube T_3 étant de 200 V, la tension V_1 est d'environ 12 V. Pour V_2 , il n'est pas possible de dépasser 18 ou 19 V, sous peine de perturber le fonctionnement du tube T_3 : si en effet on applique une tension V trop élevée, l'amorçage en présence des impulsions est sujet à des irrégularités. Cela

donne au maximum pour V , 6 à 7 V. L'emploi de deux voltmètres séparés pour V_1 et pour V permet de lire V directement sur un voltmètre dont la sensibilité (égale à 7,5 V) est adaptée à la grandeur de la tension à mesurer.

Admettons sur V_1 et V_2 des erreurs systématiques dues aux lectures de $\frac{\Delta V_1}{V_1} = \frac{\Delta V_2}{V_2} = 0,005$ avec $V_1 = 12$ V et $V_2 = 18$ V.

Il vient

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta V_1}{V_1} \frac{V_1 + V_2}{V_1 - V_2} = 0,025.$$

L'incertitude totale relative sur I sera donc

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta R}{R} = 0,035, \quad \text{soit } 3,5 \, \%.$$

Il est à noter qu'il est indispensable de faire de nombreuses lectures de V et d'en prendre la moyenne, sous peine d'introduire d'autres erreurs accidentelles supplémentaires.

L'incertitude relative ci-dessus définie est celle qui résulte des erreurs commises sur les lectures ou l'étalonnage des appareils et de la résistance, en admettant que le courant à mesurer soit parfaitement stable. Il n'en est malheureusement pas ainsi, du fait que l'émission d'une cathode à oxyde est, contrairement à celle du tungstène, sujette à des variations d'amplitude assez grandes. C'est pourquoi, nous estimons qu'il n'est pas possible de définir le courant de saturation avec une incertitude inférieure à 8 ou 10 %.

19. Résultats obtenus : tracé des courbes de saturation.

La figure 17 donne, pour une cathode à oxydes, un exemple de courbes de I_s en fonction de V pour différentes valeurs de la température de la cathode. On peut constater que ces courbes ont la même allure générale que celles obtenues avec des métaux purs comme cathodes, le tungstène par exemple. Toutefois, elles présentent sur ces dernières quelques différences dignes d'être signalées :

1° Les courants de saturation sont considérablement plus élevés dans le cas des cathodes à oxydes que dans le cas de métaux purs. Il en résulte des charges d'espace très importantes, qui nécessitent l'emploi de tensions élevées pour obtenir ces courants de saturation. Alors que l'on obtient la saturation d'un filament de tungstène avec quelques dizaines de volts, il en faut plusieurs centaines avec une cathode à oxydes.

2° Comme conséquence des tensions élevées mises en jeu, le courant de saturation n'est pas constant mais croît lorsque la tension appliquée augmente,

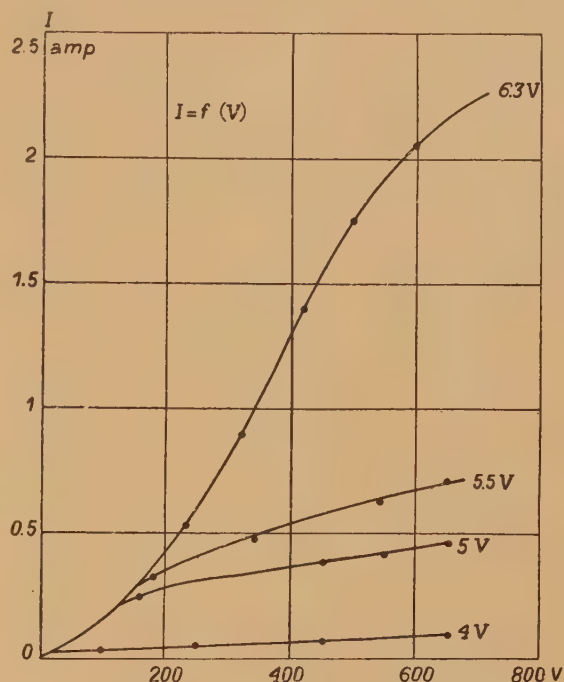


Fig. 17. — Tube miniwatt type EBF2

$$I = f(V).$$

Courbes de saturation mesurées par le système à impulsions.
Paramètre : Tension de chauffage.

ainsi que le prévoit la loi de Schottky. Cela nous obligera à définir la tension à laquelle nous ferons la mesure du courant de saturation.

20. Application de la loi de Schottky aux cathodes à oxydes.

L'augmentation du courant de saturation d'une cathode lorsque l'on augmente le potentiel appliqué à l'anode est une conséquence de l'effet Schottky. Schottky a établi [24] que le potentiel d'extraction d'une cathode diminuait en fonction du champ accélérateur suivant l'expression

$$(P) \quad \varphi'_0 = \varphi_0 - (F\varepsilon)^{\frac{1}{2}},$$

où φ'_0 est le potentiel d'extraction réel, c'est-à-dire en présence du champ accélérateur F , φ_0 le potentiel d'extraction en l'absence du champ, ε la charge de l'électron. Si dans la formule de Dushman-Richardson

$$(Q) \quad I_0 = AT^2 e^{-\frac{\varphi_0 \varepsilon}{kT}},$$

on remplace φ_0 par φ'_0 , il vient

$$I = AT^2 e^{-\frac{\varphi_0 e}{kT}} e^{\frac{F^2 e^3}{kT}}$$

ou encore

$$(R) \quad I = I_0 e^{\frac{4,389 F^2}{T}} \quad (\text{formule de Schottky}),$$

en exprimant F en volts par centimètre. Si l'on prend le logarithme décimal des deux membres, il vient

$$(S) \quad \log I = \log I_0 + \frac{1,91 F^2}{T}$$

ou, si l'on a affaire à des électrodes planes,

$$(T) \quad \log I = \log I_0 + \frac{1,91}{T} \left(\frac{V}{x} \right)^2,$$

V étant la d. d. p. entre la cathode et l'anode et x leur distance. On voit que lorsque la saturation est atteinte, si l'on trace $\log I = f(\sqrt{F})$; on doit obtenir une droite dont la pente est égale à $\frac{1,91}{T}$.

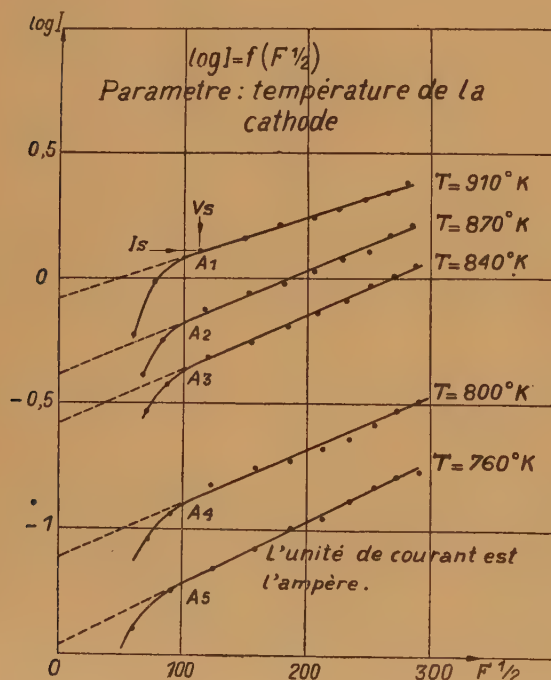


Fig. 18. — Tube type R. 219 n° 8. Courbes de saturation

$$\log I = f\left(F^{\frac{1}{2}}\right).$$

Il en est bien ainsi avec les cathodes en métaux purs. Mais dans le cas des cathodes à surface complexe telles que tungstène thorié, la droite

obtenue a une pente différente de celle qu'exigerait la formule de Schottky. C'est ce qu'ont montré Dushman et ses collaborateurs [25], ainsi que Becker [26] et Reynolds [8]. Ce dernier, par exemple, a constaté qu'avec des filaments de tungstène thorié, la valeur trouvée expérimentalement pour $T \frac{\delta(\log I)}{\delta(V^{\frac{1}{2}})}$ était de 10 % plus élevée que la valeur de cette expression déterminée d'après les dimensions géométriques du tube.

Nous avons tracé sur un tube R 219 comportant une cathode à oxydes les courbes de $\log I = f\left(F^{\frac{1}{2}}\right)$ (fig. 18). On voit que, conformément à la loi de Schottky, une fois dépassé le régime de la charge d'espace, on obtient une droite, avec toutefois certaines irrégularités dont nous parlerons au paragraphe suivant. Le Tableau II permet de comparer les valeurs de $T \frac{\delta(\log I)}{\delta(V^{\frac{1}{2}})}$ obtenues d'après

la pente des droites, avec celles que l'on calcule d'après la distance x entre la cathode et la première grille (dans notre cas $x = 0,1$ mm), en posant

$$(U) \quad T \frac{\delta(\log I)}{\delta(V^{\frac{1}{2}})} = \frac{1,91}{x^2}.$$

TABLEAU II.

T (°K).	$T \frac{\delta(\log I)}{\delta(V^{\frac{1}{2}})}$
760.....	18,4
800.....	17,6
840.....	18,5
870.....	17,7
905.....	18,2
Moyenne.....	18,1
Valeur déduite des dimensions géométriques du tube : 19,1	

On peut constater que nous trouvons d'après la pente des droites une valeur de $T \frac{\delta(\log I)}{\delta(V^{\frac{1}{2}})}$ qui est

en moyenne plus faible de 5 % que la valeur calculée. Il est possible que cet écart provienne de ce que la grille qui sert ici d'anode ne peut être assimilée à une électrode pleine placée à la même distance de la cathode.

Il s'agit maintenant de déterminer quelle est la valeur réelle du courant de saturation I_0 . Dushman

et ses collaborateurs [25] opérant sur les métaux purs pour des courants d'émission faibles, pratiquent de la façon suivante : Ils prolongent la droite AC de la loi de Schottky jusqu'à son concours avec l'axe des ordonnées, et prennent le point de rencontre B comme ordonnée de $\log I_0$ (fig. 19). Il est possible qu'avec des charges d'espace réduites et des courants faibles, cas du tungstène par exemple, cette détermination de I_0 par simple application de la loi de Schottky soit correcte.

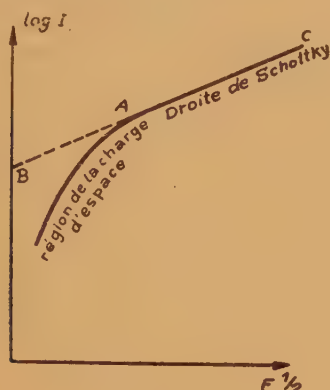


Fig. 19.

Il nous a paru toutefois qu'il n'en va pas de même dans notre cas où nous avons affaire à des courants élevés et des charges d'espace intenses. En effet, on sait que si la charge d'espace n'existait pas, la répartition du potentiel entre la cathode et l'anode serait représentée par une droite (fig. 20)

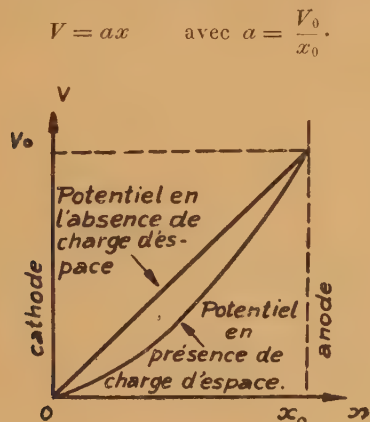


Fig. 20.

Quant au champ électrique, il serait constant

$$F = \frac{dV}{dx} = \frac{V_0}{x_0}.$$

La loi de Schottky pourrait alors s'appliquer intégralement. Mais la présence d'une charge d'espace

modifie la répartition du potentiel suivant une loi calculée par Langmuir [27]

$$V = \text{const. } x^{\frac{4}{3}}$$

et le champ devient

$$F = \text{const. } x^{\frac{4}{3}}.$$

Il en résulte que sur la cathode ($x = 0$) le champ est nul tant que l'on reste dans le domaine de la charge d'espace, c'est-à-dire tant que l'on n'a pas atteint la saturation. Comment pourrait-on alors appliquer la loi de Schottky qui suppose l'existence d'un champ élevé au niveau de la cathode ? Cette loi ne peut s'appliquer que lorsque la charge d'espace étant dépassée, le champ sur la cathode n'est plus nul et le courant de saturation est atteint.

Il nous paraît donc plus exact de définir le courant de saturation de la cathode comme étant le courant obtenu au point A, point de raccordement de la courbe de la charge d'espace avec la droite de Schottky. Dans le cas des métaux purs, la charge d'espace étant faible, ainsi que la tension nécessaire pour atteindre la saturation, l'écart entre le courant de saturation défini par l'intersection de la droite de Schottky avec l'axe des $\log I$ d'une part et le courant défini par notre méthode d'autre part, est très faible. Il n'en est pas de même avec les cathodes à oxydes, puisque dans le cas de la figure 18, il peut y avoir un écart de l'ordre de 20 % entre les courants de saturation déterminés suivant l'une ou l'autre de ces définitions.

Pour chaque type de tube électronique et pour chaque température de cathode, nous devons donc tracer la courbe $\log I = f(V)$, et déterminer les d. d. p. correspondant aux points A_1, A_2 , etc. (fig. 18). Ces d. d. p. nous serviront pour effectuer les mesures du courant de saturation sur des tubes du même type, pour des températures de cathode correspondantes.

21. Mesure du travail d'extraction des cathodes à oxydes.

Il est intéressant d'utiliser notre possibilité de mesurer le courant de saturation vrai des cathodes à oxydes pour déterminer leur travail d'extraction ϕ_0 . Nous nous servirons pour cela des mesures effectuées sur le tube R 219 dont les résultats sont donnés sur la figure 18.

Partons de la formule de Dushman-Richardson

$$I_0 = AT^2 e^{-\frac{\phi_0}{kT}}.$$

On peut encore écrire

$$(V) \quad \log \frac{I_0}{T^2} = \log A - \frac{0,434 \varphi_0 \epsilon}{k T}.$$

Si donc l'on trace la courbe $\log \frac{I_0}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$, on doit trouver une droite. C'est ce que l'on constate

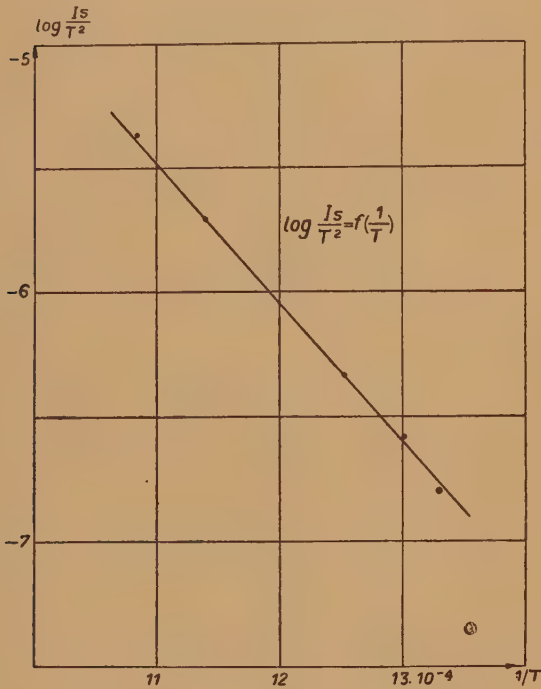


Fig. 21. — Tube R. 219. Cathode à oxydes

$$\log \frac{I_0}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right).$$

L'unité de courant est l'ampère.

en effet (fig. 21). Le Tableau III donne les valeurs respectives de T , I_0 , $\log \frac{I_0}{T^2}$, $\frac{1}{T}$.

TABLEAU III.

(Surface active de la cathode : 1,25 cm².)

T (°K.).	I_0 (A : cm ²).	$\log \frac{I_0}{T^2}$.	$\frac{1}{T}$.
760.....	0,043	8,87	13,15.10 ⁻⁴
790.....	0,1	7,2	12,62
840.....	0,34	7,68	11,9
870.....	0,5	7,82	11,5
910.....	1	6,08	11

La pente de cette droite permet de calculer le travail d'extraction en écrivant

$$(W) \quad \varphi_0 = 2,303 \frac{K}{\epsilon} \frac{\delta \left(\log \frac{I_0}{T^2} \right)}{\delta \left(\frac{1}{T} \right)}.$$

On trouve ici

$$\varphi_0 = 1,1 \text{ V.}$$

Nous avons fait les mêmes mesures sur notre tube spécial à anode filiforme de la figure 9.

Le Tableau IV et la figure 22 donnent les résultats obtenus. On trouve

$$\varphi_0 = 1,1 \text{ V.}$$

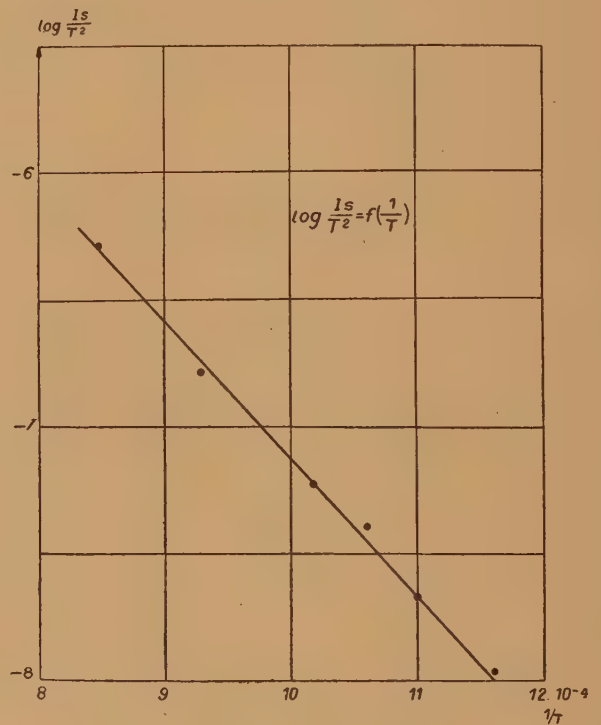


Fig. 22. — Tube spécial de la figure 9.

Détermination du travail d'extraction

$$\log \frac{I_0}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right).$$

L'unité de courant est l'ampère.

On remarquera la coïncidence entre les valeurs des travaux d'extraction de ces deux types de tubes de fabrication différente.

On remarquera également que, pour le tube spécial, la valeur du travail d'extraction déterminée d'après les caractéristiques thermioniques de la cathode diffère d'environ 16 % de la valeur du travail d'extraction déduit de la différence de

potentiel de contact. Il est certain qu'étant donnée la différence fondamentale des deux procédés, cet écart n'est pas excessif.

TABLEAU IV.

(Surface active de la cathode : 0,04 cm².)

T (°K).	I_0 (A : cm ²).	$\log \frac{I_0}{T^2}$.	$\frac{1}{T}$.
863.....	7,5.10 ⁻³	8,003	11,6.10 ⁻⁴
906.....	17,5	8,33	11
942.....	35	8,595	10,6
982.....	57,5	8,776	10,2
1074.....	186	7,21	9,3
1171.....	680	7,696	8,5

22. Déviations périodiques du courant de saturation de part et d'autre de la droite de Schottky.

La précision de notre dispositif de mesure des

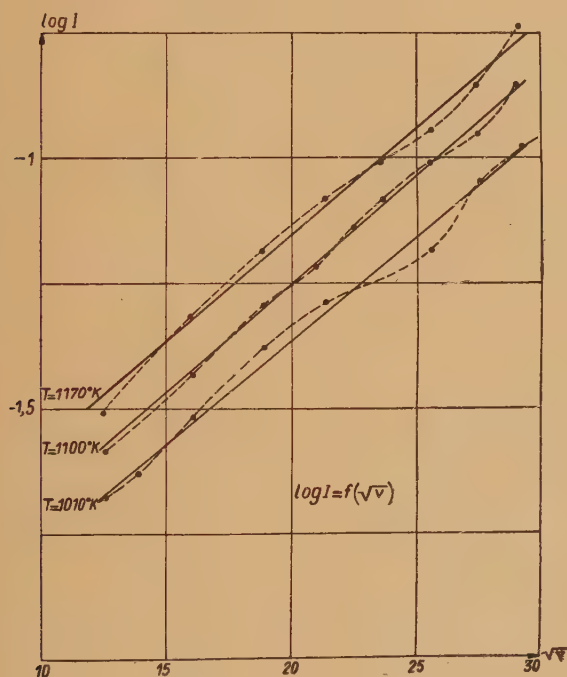


Fig. 23. — Cathode à oxydes. Dérivations périodiques de la droite de Schottky. Tube de la figure 9.

$$\log I = f(V).$$

Paramètre : température de la cathode. L'unité de courant est l'ampère.

courants de saturation s'est révélée assez bonne pour que nous ayons pu mettre en évidence sur

des cathodes à oxydes un phénomène signalé en 1939 par Phips, Seifert et Turnbull [33 et 34], pour des filaments en tungstène pur. Il s'agit de déviations périodiques de courant de saturation de part et d'autre de la droite de Schottky. La figure 23 représente pour le tube à anode filiforme de la figure 9, les courbes $\log I = f(V^{1/2})$ pour $\sqrt{V}$ compris entre 10 et 30. Les auteurs que nous venons de citer avaient trouvé comme ordre de grandeur de l'amplitude moyenne des sinusoïdes : $\log I = 0,004$, pouvant exceptionnellement atteindre 0,012. Il semble que le phénomène soit beaucoup plus accusé dans le cas des cathodes à oxydes, puisque avec notre tube spécial, nous avons trouvé des amplitudes moyennes de l'ordre de 0,015 avec certaines valeurs exceptionnelles d'environ 0,04.

CHAPITRE IV.

ÉTUDE DE LA D. D. P. DE CONTACT EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE.

23. Essais sur un tube à vide de fabrication courante et sur le tube spécial à anode filiforme.

La mise au point de notre dispositif de mesure des courants de saturation des cathodes à oxydes fonctionnant à leurs températures normales d'utilisation, nous a permis de mesurer les d. d. p. de contact en fonction de la température. Il était pour nous de la plus haute importance de savoir si la d. d. p. de contact entre une cathode à oxydes et une anode déterminée varie, en fonction de la température suivant la loi

$$\delta(V_c) = -\frac{3}{2} \frac{k}{e} \delta(T)$$

ou si, comme le pensent plusieurs auteurs, le coefficient de T est beaucoup plus grand que $\frac{3}{2} \frac{k}{e}$. Telle est du moins l'opinion de K. Compton et I. Langmuir [22]. Les recherches de Germer [32] sur le tungstène pur tendraient en effet à prouver que la d. d. p. de contact varie plus vite que ne l'indique l'équation ci-dessus; il constate que pour un filament de tungstène et une anode de nickel la d. d. p. de contact varie d'abord peu entre 1440° et 1570° K, puis très rapidement entre 1570° et 2470° K. Nos essais ont d'abord porté sur un tube de fabrication courante du type R. 219. Le Tableau V donne les tensions de chauffage (V_f), les températures vraies de cathode (T_1), les courants de saturation (I_s) et les d. d. p. de contact (V_c).

Les valeurs indiquées dans les deux autres colonnes seront utilisées au paragraphe 24.

TABLEAU V.

V_c (V).	T_1 (°K).	I_c (A).	V_c (V).	T_2 (°K).	$\theta = \frac{T_2}{T_1}$
2,5.....	720	0,015	—0,87	985	1,37
3.....	760	0,053	—0,86	1055	1,385
3,5.....	800	0,12	—0,82	1015	1,38
4.....	840	0,35	—0,82	1140	1,36
4,5.....	875	0,7	—0,8	1220	1,39
5.....	910	1,38	—0,87	1250	1,38
5,5.....	935	2,6	—0,9	1300	1,39
6,3.....	985	8,5	—0,85	1310	1,33

On voit que les variations de V_c de part et d'autre de la valeur moyenne sont de l'ordre de 6 %, chiffre qui donne également l'ordre de grandeur de l'incertitude de notre mesure de d. d. p. de contact. Par ailleurs, la variation de d. d. p. de contact entre les deux températures extrêmes (720° et 985° K) devrait être si la formule théorique s'appliquait de 0,034 V, soit environ 4 %. On peut donc en déduire que dans le cas des cathodes à oxydes et dans la limite des températures indiquées, la d. d. p. de contact ne varie pas plus que ne l'indique la formule théorique.

Nous avons fait les mêmes mesures sur notre tube spécial à anode filiforme en tungstène. Les résultats en sont consignés aux Tableaux VI et VII. Ils permettent d'aboutir aux mêmes constatations. On remarquera cependant que les quatre premières valeurs de V_c du Tableau VII sont un peu plus faibles que les autres valeurs du même tableau, mais les écarts constatés n'excèdent pas l'incertitude des mesures.

En conclusion, il paraît légitime de faire les mesures de d. d. p. de contact pour une faible température de la cathode, l'incertitude sur les mesures étant alors plus faible que lorsque l'on fonctionne à température élevée.

24. Valeurs anormales de la pente de la droite des courants résiduels.

La pente de la droite $\log I = f(V)$ étant égale à $\frac{0,434\varepsilon}{kT}$, on devrait donc pouvoir théoriquement, déterminer la température de la cathode, en écrivant

$$(X) \quad T = \frac{\delta(V)}{\delta(\log I)} \frac{0,434\varepsilon}{k} = 5040 \frac{V_1 - V_2}{\log \frac{I_1}{I_2}}.$$

En appelant (V_1, I_1) et (V_2, I_2) les coordonnées mesurées de deux points situés sur la droite. La température ainsi déterminée correspond à la température vraie de la cathode dans le cas où celle-ci est en métal pur. On peut le constater dans notre tube expérimental à filament de tungstène du paragraphe 5, dont les courbes $\log I = f(V)$ sont tracées sur la figure 7. Nous donnons ci-contre la comparaison entre les températures vraies T_1 et les températures T_2 déduites de la formule ci-dessus. Il en résulte que les écarts constatés sont faibles, de sens variable, et qu'ils peuvent être attribués simplement aux erreurs de mesure. Ces résultats concordent avec ceux qui ont été trouvés par Richardson [31], Germer [32] et Dushman [25] opérant sur des métaux purs, tungstène, tantale ou molybdène.

T_1	T_2
1800°K	1785°K
1850	1880
1910	1932

Les phénomènes sont très différents dans le cas de cathodes complexes. Germer en 1925 a trouvé que, sur des filaments à oxydes, la pente de la droite correspondait assez bien à la température de la cathode. Au contraire, Koller [23] a constaté, toujours sur des filaments à oxydes (1), que la température déduite de la pente est 1,3 fois plus élevée que la température vraie. De même, avec des filaments de tungstène thorié, Nottingham [36] a trouvé une pente correspondant à une température 1,5 fois plus élevée que la température vraie.

Nous avons obtenu dans nos recherches des résultats assez complexes. Pour le tube R. 219 dont les résultats sont donnés au Tableau V, nous avons appelé T_2 la température déduite de la pente des courants résiduels et θ le rapport de cette température à la température vraie. On voit que lorsque T varie, θ reste assez constant et égal en moyenne à 1,37, ce qui correspondrait aux résultats trouvés par Koller. Notons que nous nous servons comme anode de la première grille (celle qui est la plus rapprochée de la cathode), et que cette grille constituée par une spirale de molybdène est certainement recouverte de baryum métallique : en effet, si nous avions affaire à une surface de molybdène propre, on devrait trouver une d. d. p. de contact de l'ordre de —3,4 V (le potentiel d'extraction du molybdène étant de 4,4 V et celui de la cathode à oxydes de l'ordre du volt). Or, on trouve en fait

(1) Fils de platine iridié recouverts par trempage de nitrates de Ba et de Sr, puis chauffés en atmosphère de CO₂.

une d. d. p. de contact de $-0,85$ V, ce qui indique que la surface de la grille est recouverte d'un métal plus électropositif que le molybdène.

Nous avons fait des essais analogues avec le tube spécial de la figure 9, dont le fil anode avait été débarrassé du baryum qui s'y était déposé pendant l'activation par un chauffage à 2500° pendant 3 mn. Les températures T_2 déterminées d'après les pentes des droites diffèrent considérablement des températures vraies T_1 . Ci-dessous les résultats obtenus.

TABLEAU VI.

T_1 (°K).	T_2 (°K).	$\theta = \frac{T_2}{T_1}$	V_c (V).
755.....	2090	2,86	-3,76
780.....	2175	2,89	-3,59
800.....	2240	2,9	-3,67
863.....	2270	2,64	-3,64
906.....	2470	2,73	-3,75
942.....	2640	2,79	-3,71

Ainsi donc, si l'on prend une diode constituée par une cathode à oxydes et une anode en tungstène propre, la température déduite de la droite des courants résiduels est 2,8 fois plus élevée, en moyenne, que la température vraie.

Puis nous avons laissé notre tube fonctionner en chauffant la cathode à 1200° K pendant 2 h (dans le but de volatiliser du baryum sur l'anode) et nous avons fait ensuite des mesures analogues aux mesures précédentes. Voici les résultats obtenus.

TABLEAU VII.

T_1 (°K).	T_2 (°K).	$\theta = \frac{T_2}{T_1}$	V_c (V).
863.....	1530	1,78	-1,42
906.....	1636	1,8	-1,53
942.....	1700	1,8	-1,49
982.....	1700	1,8	-1,52
1012.....	1864	1,84	-1,6
1043.....	1956	1,87	-1,59
1074.....	2016	1,87	-1,58
1104.....	2090	1,89	-1,58
1138.....	2144	1,88	-1,68
1171.....	2240	1,91	-1,58

On peut constater que le fait de laisser du baryum se déposer sur l'anode diminue, comme on pouvait

le prévoir, la d. d. p. de contact cathode-anode, par réduction du potentiel d'extraction de l'anode. Mais de plus, fait qui n'a pas encore été signalé à notre connaissance, ce changement de l'état de surface de l'anode modifie la pente de la droite $\log I = f(V)$, dans d'assez fortes proportions ($\theta = 2,8$ pour l'anode propre et 1,8 pour l'anode recouverte de baryum). L'expérience est donc sur ce point en contradiction avec la théorie d'après laquelle la pente ne dépendrait que de la température de la cathode.

CHAPITRE V.

APPLICATIONS PRATIQUES.

25. Mécanisme de l'action de la d. d. p. de contact.

En possession d'un procédé de mesure suffisamment précis de la d. d. p. de contact, nous avons pu nous livrer, sur les tubes défectueux dont il est parlé dans l'introduction, à une série de mesures qui ont confirmé que c'était bien la d. d. p. de contact qui, pour une large part, était responsable des perturbations constatées.

Il semble que, *normalement*, pour un pompage et une activation donnés, une certaine quantité de baryum et de strontium provenant de la cathode vient se condenser sur la grille. Celle-ci, constituée dans les lampes fabriquées en série par une spirale de molybdène dont le potentiel d'extraction est de 4,4 V, comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, voit donc son potentiel d'extraction s'abaisser et se rapprocher de celui de la cathode. Il en résulte une diminution de la d. d. p. de contact entre cathode (+) et grille (—). Tout se passe comme si la polarisation négative de la grille diminuait. Le courant anodique est donc plus élevé que ne l'exigerait la tension appliquée extérieurement entre cathode et grille. De cette augmentation du courant anodique sous l'influence de la réduction de d. d. p. de contact, on tient compte lors de la détermination des dimensions géométriques des électrodes (1). Si, par conséquent, pour une raison quelconque, il arrive qu'une quantité plus faible de baryum se dépose sur la grille, la d. d. p. de contact prendra

(1) On tient compte de la d. d. p. de contact d'abord dans le précalcul des lampes en prenant pour V_c une valeur arbitraire de $-0,5$ V; puis il est nécessaire de retoucher les dimensions géométriques des électrodes à la suite d'essais pratiques.

une valeur plus élevée et tout se passera comme si la polarisation négative de la grille augmentait, diminuant le courant anodique d'une quantité égale à

$$(Y) \quad \delta(I_a) = S \delta(V_c),$$

S étant la pente moyenne de la caractéristique $I_a = f(V)$ dans la région considérée et $\delta(V_c)$ la variation de la d. d. p. de contact.

La diminution de la quantité de baryum déposée sur la grille peut avoir plusieurs causes. Tout d'abord, il suffit qu'accidentellement la température de la cathode ait diminué, même légèrement pendant le pompage ou l'activation du tube. Le phénomène peut aussi avoir une origine chimique : des grilles abandonnées longtemps à l'air avant montage peuvent s'oxyder très légèrement en surface. Lors de l'activation, l'oxyde de molybdène se trouve réduit par le baryum qui n'étant plus à l'état métallique, ne peut contribuer à réduire le potentiel d'extraction de la grille. Par un mécanisme similaire, si, au moment de l'activation, il reste dans l'ampoule des traces d'oxygène ou d'oxyde de carbone provenant des électrodes insuffisamment dégazés au pompage, le baryum venant de la cathode est également transformé à l'état d'oxyde.

Cette variation de la d. d. p. de contact $\delta(V_c)$, très différente d'un tube à l'autre peut dans certains cas atteindre 0,6 à 0,9 V. Si la pente de la caractéristique $I_a = f(V_c)$ est en moyenne de 2 mA/V, cela correspond à une diminution du courant anodique d'environ 1,2 à 1,8 mA. On comprend pourquoi ce sont les tubes à coefficient d'amplification ⁽¹⁾ élevé qui sont les plus sensibles aux variations de d. d. p. de contact. En effet, ce sont ces tubes qui présentent simultanément une pente élevée et un courant anodique faible. Toute variation de la tension de la grille entraîne donc, dans ces tubes une forte variation relative du courant anodique.

26. Essais sur les tubes fabriqués en série.

Nous avons fait de nombreux essais sur des tubes du type VCL 11. Ces tubes comportent dans la même ampoule deux lampes : une tétrode et une triode. La triode a les caractéristiques moyennes suivantes :

Coefficient d'amplification :

$$k = 60.$$

⁽¹⁾ Dans le cas d'une pentode, c'est le coefficient d'amplification grille 1 — grille 2 qui est à considérer.

Tension d'anode :

$$V_a = +100 \text{ V.}$$

Tension de grille :

$$V_g = -1 \text{ V.}$$

Courant anodique normal :

$$I_a = 1,4 \text{ mA.}$$

Valeurs extrêmes admissibles du courant anodique :

$$I_a = 0,9 \text{ à } 1,9 \text{ mA.}$$

Pente normale :

$$S = 2,5 \text{ mA : V.}$$

Ces triodes présentent à un haut degré le phénomène de déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ auquel nous faisons allusion dans l'introduction de cette étude.

Nous avons pris 33 lampes dont les courants anodiques, *après pompage et activation normale*, étaient faibles (c'est-à-dire inférieurs à 0,9 mA, limite inférieure de courant imposée par le cahier des charges de la fabrication). Ces 33 lampes ont subi un *traitement spécial* destiné à provoquer une évaporation du baryum de la cathode : la cathode a été chauffée à 1150° K pendant 12 h, la grille reliée à la cathode et l'anode à +100 V par rapport à la cathode. Le courant anodique était dans ces conditions de 3 à 4 mA (la température normale de fonctionnement de ces cathodes est voisine de 1000° K).

Le Tableau VIII donne les résultats obtenus : les tubes 7 et 9 manquent, ayant été détériorés en cours de traitement. Un premier groupe de quatre colonnes donne *avant traitement spécial* :

Colonne 1, le courant anodique pour une tension grille de -1 V : $I_a(V_g = -1)$.

Colonne 2, la tension de grille pour un courant anodique de 1 mA : $-V_g(I_a = 1 \text{ mA})$.

Pour ces deux mesures la tension anodique était de 100 V.

Colonne 3, le courant de saturation de la cathode, à sa température normale de fonctionnement.

Colonne 4, la d. d. p. de contact entre cathode et grille.

Le deuxième groupe de quatre colonnes (col. 5, 6, 7, 8) donne les mêmes mesures que les quatre premières, mais *après le traitement spécial*.

La colonne 9 donne le rapport m entre le courant anodique pour $V_g = -1 \text{ V}$ après traitement et le courant pour la même tension grille avant traitement.

La colonne 10 donne la variation $\delta(V_g)$ de la tension grille pour un courant anodique de 1 mA, à la suite du traitement spécial.

La colonne 11 donne la variation $\delta(V_c)$ de la d. d. p. de contact entre cathode et grille, à la suite du traitement spécial.

La colonne 12 indique la différence $\delta(V_g) - \delta(V_c)$ entre la variation de la tension grille et la variation de la d. d. p. de contact.

D'après ces résultats, nous pouvons faire les constatations suivantes :

1° Le courant anodique à tension de grille donnée augmente pour tous les tubes. Le coefficient d'augmentation m varie entre 1,03 (tube n° 21) et 8,2 (tube n° 20);

2° L'évolution du courant de saturation de la cathode à la suite du traitement spécial ne semble pas avoir une influence systématique sur la variation du courant anodique. Ceci s'explique par le fait que le courant anodique considéré se situe dans la région de la charge d'espace;

3° La tension négative de grille nécessaire pour

TABLEAU VIII.

Numéros.	Avant traitement spécial.				Après traitement spécial.				Variations de V_g et V_c observées après traitement.			
	I_a (V_g) = -1 V (mA).	$-V_g$ (I_a) = 1 mA (V).	I_c (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g) = -1 V (mA).	$-V_g$ (I_a) = 1 mA (V).	I_c (A).	$-V_c$ (V).	m .	$\delta(V_g)$ (V).	$\delta(V_c)$ (V).	$\delta(V_g) - \delta(V_c)$ (V).
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1.....	0,75	-0,8	0,6	1,08	1,26	-1,2	0,84	0,75	1,68	0,4	0,33	+0,07
2.....	0,2	0,25	0,4	1,39	0,86	0,9	0,58	1,05	4,3	0,65	0,34	+0,31
3.....	0,18	0,2	0,47	1,16	0,32	0,45	0,57	1,05	1,78	0,25	0,11	+0,14
4.....	0,43	0,7	0,41	1,24	0,73	0,8	0,74	0,9	1,7	0,1	0,34	-0,24
5.....	0,57	0,9	1	0,96	1,08	1,1	0,93	0,72	1,9	0,2	0,24	-0,06
6.....	0,38	0,85	0,68	1,25	1,73	1,45	0,84	0,89	4,55	0,6	0,36	+0,24
8.....	0,48	0,7	0,55	1,38	1,42	1,25	0,54	0,91	2,95	0,55	0,47	+0,08
10.....	0,71	0,8	0,75	0,92	1	1	0,65	0,82	1,41	0,2	0,1	+0,1
11.....	0,7	0,82	1,15	0,9	1,55	1,35	0,83	0,62	2,22	0,53	0,28	+0,25
12.....	0,23	0,4	0,61	1,46	0,8	0,65	0,55	1,11	3,47	0,25	0,35	-0,1
13.....	0,85	0,98	1,1	1,15	1,8	1,55	0,91	0,92	2,12	0,53	0,23	+0,3
14.....	0,64	0,75	0,9	0,93	1,5	1,3	0,62	0,75	2,34	0,55	0,18	+0,37
15.....	0,97	1	0,65	0,86	1,72	1,45	0,6	0,48	1,77	0,45	0,38	+0,07
16.....	0,56	0,7	0,75	0,97	1	1	0,48	0,45	1,79	0,3	0,42	-0,12
17.....	0,5	0,72	1,15	1,2	1,08	1,1	0,65	0,82	2,17	0,38	0,38	0
18.....	0,42	0,65	1,3	1,28	1,66	1,4	1	0,73	3,95	0,75	0,55	+0,2
19.....	0,6	0,8	1,15	1,22	1,45	1,3	0,85	0,86	2,42	0,5	0,36	+0,14
20.....	0,22	0,45	1,2	1,58	1,8	1,45	1,25	0,85	8,2	1	0,73	+0,27
21.....	0,58	0,7	0,75	1	0,6	0,72	0,6	0,98	1,03	0,02	0,02	0
22.....	0,57	0,8	0,7	1,05	1,12	1,15	0,75	0,8	1,96	0,35	0,25	+0,1
23.....	0,8	0,9	1,02	0,9	1,7	1,4	0,77	0,75	2,13	0,5	0,25	+0,25
24.....	0,65	0,8	0,72	1,24	0,9	0,95	0,6	0,96	1,38	0,3	0,28	+0,02
25.....	0,68	0,8	0,98	1,13	1,1	1,1	0,75	0,79	1,62	0,3	0,34	-0,04
26.....	0,23	0,45	0,76	1,6	1,16	1,15	0,67	0,88	5	0,7	0,72	-0,02
27.....	0,5	0,76	0,57	1,6	1,73	1,4	0,83	0,67	3,47	0,64	0,93	-0,29
28.....	0,6	0,8	1,02	0,98	1	1	0,65	0,87	1,67	0,2	0,11	+0,09
29.....	0,73	0,9	1,3	1,06	1,52	1,35	0,7	0,66	2,08	0,45	0,4	+0,05
30.....	0,72	0,8	0,8	0,8	1,6	1,5	0,53	0,75	2,22	0,7	0,15	+0,55
31.....	0,57	0,75	1,6	0,96	0,78	0,9	1,06	0,85	1,37	0,15	0,11	+0,04
32.....	0,69	0,8	1,4	1,1	1,8	1,5	0,8	0,48	3,05	0,7	0,52	+0,08
33.....	0,6	0,55	1,4	1,4	1,08	1,05	1,93	0,91	1,8	0,5	0,49	+0,01
Moyennes.	0,52	-0,68	0,84	-1,14	1,14	-1,08	0,73	-0,76	2,2	0,4	0,38	+0,02

obtenir un courant anodique de 1 mA a augmenté, tandis que la d. d. p. de contact a diminué, comme prévu. Si la d. d. p. était seule à agir sur le courant anodique, la variation de d. d. p. de contact devrait être égale à la variation de tension grille à courant constant. On voit d'après l'examen des colonnes 10 et 11 qu'il n'en est rien. La colonne 12, où sont indiquées les différences entre les variations de tension grille et les variations de d. d. p. de contact montre que dans la plupart des cas la variation de tension grille a été plus élevée que la variation de d. d. p. de contact.

Pour comparer les variations de tension grille à courant anodique constant avec les variations de la d. d. p. de contact, il faut tenir compte de ce que nous admettons une incertitude sur chacune de ces mesures.

En ce qui concerne la d. d. p. de contact V_c , l'application de la formule d'erreur du paragraphe 7 nous a montré que l'incertitude absolue maxima était, pour ces tubes et dans les conditions où nous les avons mesurés

$$\Delta V_c = \pm 0,07 \text{ V.}$$

La mesure de la variation de d. d. p. de contact étant le résultat d'une différence de deux tensions, l'incertitude totale est donc le double de celle que l'on peut admettre sur une seule mesure.

On a donc

$$\Delta[\delta(V_c)] = \pm 0,14 \text{ V.}$$

En ce qui concerne l'incertitude sur la mesure de V_g , nous rappellerons que le courant anodique dans une triode est défini par

$$i = a(V_A + kV_g)^{\frac{3}{2}},$$

a étant une constante qui dépend de la construction du tube, V_A la tension anodique, V_g la tension de la grille, k le coefficient d'amplification.

De l'équation ci-dessus, on tire

$$(Z) \quad V_g = \frac{\left(\frac{i}{a}\right)^{\frac{2}{3}} - V_A}{k}.$$

L'incertitude absolue s'écrit

$$\Delta V_g = \left| \frac{\partial V_g}{\partial i} \right| \Delta i + \left| \frac{\partial V_g}{\partial V_A} \right| \Delta V_A.$$

Il vient

$$\Delta V_g = \frac{2}{3} \frac{\Delta i}{i} \frac{V_A + kV_g}{k} + \frac{\Delta V_A}{k}.$$

Pour nos tubes VCL 11, on a

$$V_A = 100 \text{ V,} \quad V_g = -1 \text{ V,} \quad k = 60.$$

Admettons

$$\frac{\Delta i}{i} = 0,015 \quad \text{et} \quad \frac{\Delta V_A}{V_A} = 0,005.$$

On obtient

$$\Delta V_g = \pm 0,015 \text{ V.}$$

Comme dans le cas de la d. d. p. de contact, la mesure de la variation de tension grille pour un courant anodique constant étant le résultat de deux mesures de V_g , l'incertitude totale sur la mesure de la variation de tension grille sera le double de celle que l'on peut admettre sur une seule mesure de V_g .

On a donc

$$\Delta[\delta(V_g)] = \pm 0,03 \text{ V.}$$

L'incertitude absolue maxima sur la mesure de la différence entre la variation de tension grille et la variation de d. d. p. de contact sera donc

$$\Delta[\delta(V_g) - \delta(V_c)] = \pm [0,14 + 0,03] = \pm 0,17 \text{ V.}$$

Ainsi, toutes les fois que les valeurs de $\delta(V_g) - \delta(V_c)$ indiquées dans la colonne 12, seront inférieures ou égales à 0,17 V, nous pourrions admettre, qu'aux erreurs de mesures près, c'est la variation de la d. d. p. de contact qui est la cause du déplacement de la caractéristique; 20 tubes sont dans ce cas sur 31, soit les deux tiers.

Sur les 11 lampes qui restent, deux tubes, les n° 4 et 27 ont subi un déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ inférieur à celui qui correspondrait à la variation de d. d. p. de contact. Nous ne voyons pas d'explication possible à ce fait. Il s'agit peut-être simplement d'erreurs de mesures particulièrement élevées. Enfin, 9 tubes ont subi un déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ supérieur à celui qui correspondrait à la variation de la d. d. p. de contact. Ce sont les tubes n° 2, 6, 11, 13, 14, 18, 20, 23, 30. Ce phénomène s'explique assez bien pour certains tubes en considérant la disposition géométrique des électrodes. Le fonctionnement du tube pendant un temps assez long avec une température de cathode assez élevée a provoqué un décentrage de la cathode par rapport à la grille. Ce décentrage est à lui seul la cause d'une augmentation du courant anodique, qui vient s'ajouter à l'augmentation résultant de la diminution de la d. d. p. de contact.

Pour d'autres tubes, le fait que le déplacement de la caractéristique $I_a = f(V_g)$ est supérieur à

celui qui correspondrait à la variation de la d. d. p. de contact s'explique d'une façon différente. Considérons par exemple le tube 13, dont la figure 24 représente les caractéristiques $I_a = f(V_g)$ avant et après le traitement spécial. Pour ce tube le Tableau VIII indique que la variation de d. d. p. de contact a été de 0,23 V, tandis que la tension grille pour un courant de 1 mA variait de 0,53 V.

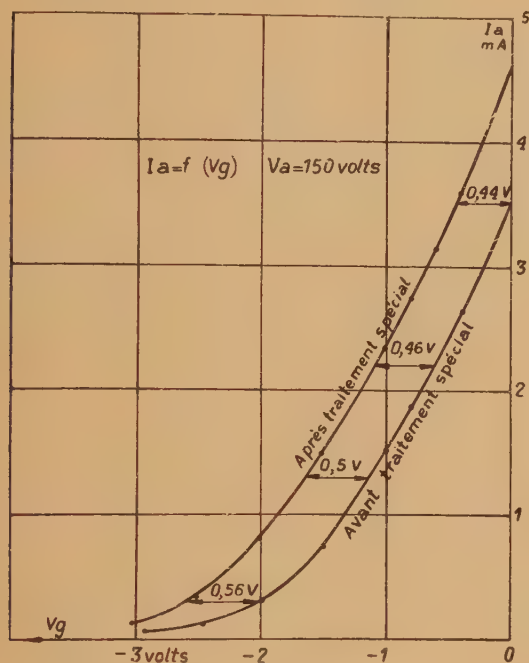


Fig. 24. — Tube type VCL 11 n° 13 du Tableau VIII.

$$I = f(V) \quad V_a = 150 \text{ V.}$$

En fait, les courbes de la figure 24 indiquent que la caractéristique s'est déplacée de 0,56 V dans le bas et de 0,44 V dans le haut. On peut expliquer ainsi ce phénomène : la cathode comporte à son extrémité supérieure une partie de plus faible diamètre, en pointe, qui sert à son maintien dans une plaquette de céramique. Cette pointe n'étant pas normalement recouverte d'oxydes émissifs, n'est pas, par construction, recouverte par la grille. A la suite du fonctionnement prolongé à température élevée de la cathode, une certaine quantité de baryum a pu se déposer sur la pointe de cathode, qui a pu acquérir ainsi une émission électronique non négligeable. Cette émission n'étant pas soumise au contrôle de la grille, le décalage de la courbe $I_a = f(V_g)$ est évidemment plus grand pour des courants anodiques faibles que pour des courants forts.

27. Moyens d'éviter les variations de la d. d. p. de contact au cours de la fabrication des tubes.

Ces moyens avaient été tout d'abord déterminés empiriquement, alors que le mécanisme d'action de la d. d. p. de contact n'était pas clairement précisé. Les méthodes de mesure que nous avons mises au point permettent de constater que ces moyens empiriques de stabilisation sont tout à fait justifiés par la théorie. Il s'agit d'obtenir une évaporation accélérée du baryum de la cathode et sa condensation sur la grille, afin d'obtenir la fixation de la d. d. p. de contact à une valeur suffisamment faible. Pour cela, il suffit d'appliquer systématiquement aux tubes sujets aux déplacements de caractéristiques, en plus du traitement normal d'activation, un traitement thermique de la cathode. Nous utilisons, suivant les cas, deux méthodes : ou bien la cathode est chauffée pendant 1 ou 2 mn à 1400° K, ou bien elle est chauffée à 1200° K pendant 12 à 24 h. Il n'est pas indispensable de provoquer le passage d'un courant électronique pendant ces traitements. Toutefois il est d'usage de le faire lorsque l'on utilise le deuxième type de traitement. Un courant électronique d'environ 10 mA/cm² de surface émissive de la cathode améliore l'activation de cette dernière et stabilise le fonctionnement du tube.

28. Évolution de la d. d. p. de contact pendant le fonctionnement des tubes.

Nous avons cherché à savoir comment évoluait la d. d. p. de contact entre la cathode et la grille d'un tube pendant son fonctionnement. Nos essais ont porté sur des tubes du type EF. 6. Les résultats que nous avons obtenus montrent bien que sur un même tube il y a des variations importantes de la d. d. p. de contact au cours de la vie, mais ne permettent pas actuellement d'en tirer une loi de la variation (voir Tableau IX).

On constate qu'il y a une corrélation évidente entre l'évolution de la d. d. p. de contact et la variation du courant anodique à tension grille donnée. Le tube n° 1, par exemple, a subi entre zéro et 600 h une augmentation de courant anodique de 0,4 mA, la diminution de la d. d. p. de contact dans le même temps ayant été de 0,4 V, ce qui correspondrait à une pente moyenne de la caractéristique de 1 mA/V. La mesure directe de la pente nous a bien donné cette valeur.

Le tube n° 3 a subi une augmentation de courant anodique de 0,3 mA, pour une diminution de

TABLEAU IX. — Tubes types EF6.

Évolution de la d. d. p. de contact pendant le fonctionnement.

N ^{os} .	0 heure.			100 heures.			200 heures.			400 heures.			600 heures.		
	I_a (V_g) = $-3,5$) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g) = $-3,5$) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g) = $-3,5$) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g) = $-3,5$) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).	I_a (V_g) = $-3,5$) (mA).	I_s (A).	$-V_c$ (V).
1.....	0,8	0,93	1,02	1,3	0,7	0,91	1,1	0,87	0,64	1,1	0,43	0,58	1,2	0,83	0,62
2.....	0,9	0,8	0,75	1,2	0,66	0,96	1,1	0,7	0,87	0,9	0,53	0,7	1	0,78	0,85
3.....	1	0,63	0,64	1	0,6	0,58	1	0,63	0,72	1,2	0,35	0,44	1,3	0,47	0,44
4.....	1,2	0,97	0,37	0,9	0,7	0,82	0,7	0,82	0,66	0,5	0,86	1,43	0,5	0,87	1,44
5.....	1	0,66	0,5	1,2	0,5	0,2	1	0,6	0,61	1,1	0,5	0,59	1,1	0,82	0,75
6.....	0,7	0,63	1,3	1	0,54	0,9	0,9	0,56	0,72	0,9	0,46	0,35	0,9	0,6	0,46
8.....	0,8	0,58	0,66	0,9	0,47	0,46	0,9	0,42	0,65	1,1	0,52	0,51	1,1	0,67	0,55
9.....	1	0,8	0,28	1	0,42	0,26	0,8	0,58	0,5	0,7	0,67	0,5	0,7	0,61	0,62
10.....	1,4	1,05	0,7	1,8	1,14	0,58	1,5	1,25	0,51	1,3	0,63	0,81	1,3	0,96	0,89
Moy...	0,98	0,78	0,69	1,15	0,63	0,63	1	0,6	0,65	1	0,51	0,54	1	0,73	0,62

la d. d. p. de contact qui n'est que de 0,2 V. On trouve donc pour ce tube une variation de courant un peu plus forte que ne l'exigerait la variation de la d. d. p. de contact.

Le tube 4 a vu son courant tomber de 1,2 mA à 0,5 mA, soit une variation de 0,7 mA, pour une augmentation de d. d. p. de contact qui atteint 1,07 V; la mesure directe de la pente a montré que ce tube n'a pas subi une variation de courant anodique proportionnée à la variation de la d. d. p. de contact.

Au total sur 9 tubes étudiés, nous en trouvons 4 dont le courant anodique a augmenté : ce sont les tubes : 1, 3, 6, 8. Deux tubes ont vu leur courant baisser : les n^{os} 4 et 9. Dans chaque cas, il semble bien que la modification du courant soit due à la variation de la d. d. p. de contact. Enfin le courant des tubes 2 et 10 est resté à peu près constant, les d. d. p. de contact n'ayant pas subi de grandes variations. Sur la figure 25 nous avons tracé les courants anodiques et les d. d. p. de contact des tubes 1, 3 et 4 en fonction du temps de fonctionnement des tubes. Ces courbes indiquent très nettement l'influence de la d. d. p. de contact sur le courant.

Quelle est la cause de l'instabilité de la d. d. p. de contact ? Il n'est possible de former à ce sujet que des hypothèses. La diminution de la d. d. p. de contact provient probablement, comme nous l'avons déjà dit, d'un dépôt de baryum métallique

sur la grille dont le potentiel d'extraction se trouve diminué. Quant à l'augmentation de la d. d. p.

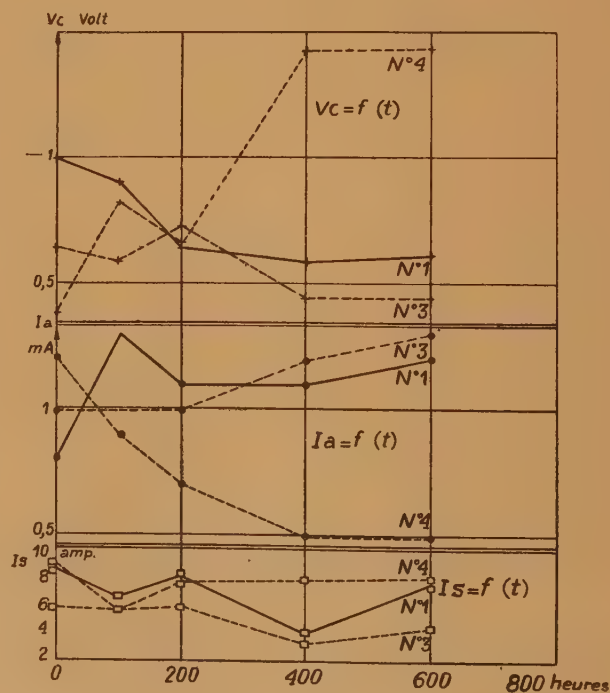


Fig. 25. — Tubes EF 6.

V_c , I_a et $I_s = f(t)$.

de contact, il est vraisemblable qu'au cours du fonctionnement, des électrodes mal dégazées libèrent

de l'oxygène occlus qui peut oxyder le baryum déposé en surface de la grille, provoquant ainsi une augmentation du travail d'extraction de cette électrode.

On peut objecter que le potentiel d'extraction de la grille n'est pas le seul à agir sur la d. d. p. de contact, et que le potentiel d'extraction de la cathode en est le deuxième élément. Nous ferons remarquer que si la modification du potentiel d'extraction de la cathode était la cause des fortes variations de d. d. p. de contact que nous constatons, le courant de saturation I_s de la cathode varierait dans des proportions énormes. Or, le Tableau IX prouve qu'il n'en est rien.

Par les renseignements qu'elle peut donner au sujet de l'état de surface de la grille, il semble que la mesure de la d. d. p. de contact puisse permettre, avec l'aide de la mesure du courant de saturation, de mieux connaître un certain nombre de phénomènes assez obscurs qui accompagnent le mécanisme de l'émission électronique d'une cathode.

CONCLUSION.

Au cours de cette étude, nous avons tout d'abord cherché et mis au point un dispositif permettant la mesure de la d. d. p. de contact entre la cathode et une autre électrode d'un tube électronique. A l'aide d'un tube spécial, nous avons appliqué ce procédé de mesure au cas où la cathode était du type à oxydes et l'anode en tungstène pur. De la mesure de la d. d. p. de contact entre ces deux électrodes et pour une température peu élevée de la cathode (600°K), nous avons déduit la valeur du potentiel d'extraction de la cathode à oxydes, et cette valeur concordait bien avec les valeurs données par d'autres expérimentateurs qui mesuraient le potentiel d'extraction suivant une méthode entièrement différente de la nôtre.

Comme par ailleurs il était nécessaire de vérifier de quelle façon la d. d. p. de contact évoluait en fonction de la température de la cathode, et que pour cela il était indispensable de connaître le courant de saturation pour des températures normales de la cathode (1000°K), nous avons mis au point un procédé permettant grâce à la décharge d'un condensateur, de mesurer ce courant de saturation.

Nous avons indiqué comment, à notre avis, il fallait se servir de la loi de Schottky pour déterminer le courant de saturation réel des cathodes à oxydes. Nous avons utilisé nos mesures de courants de satu-

ration à la détermination du potentiel d'extraction de nos cathodes, et la valeur trouvée par ce moyen ne s'écartait que de 16 % de celle obtenue par l'intermédiaire de la mesure de d. d. p. de contact.

Nous avons signalé que, grâce à notre procédé de mesure du courant de saturation, nous avons mis en évidence sur les cathodes à oxydes un phénomène de déviation périodique du courant de saturation de part et d'autre de la droite de Schottky, phénomène déjà signalé par quelques auteurs américains, mais seulement avec des filaments de tungstène pur. Nous avons constaté que dans la limite de précision des mesures, la d. d. p. de contact n'évoluait pas plus que ne l'indiquait la formule théorique, ce qui nous autorisait à faire les mesures de d. d. p. de contact pour des températures faibles de la cathode, cas où la précision est la meilleure.

Nous avons également mis en évidence le fait que, dans la zone des courants résiduels, la pente de la droite $\log I = f(V)$ dépend non seulement de la température de la cathode, mais aussi, dans une large mesure, de l'état de surface de l'électrode réceptrice, et par conséquent, de la d. d. p. de contact.

Enfin, en étudiant les applications de notre procédé de mesure de la d. d. p. de contact à l'industrie des tubes de réception, nous avons indiqué comment on pouvait parvenir à réduire la d. d. p. de contact entre la cathode et la grille d'une triode, afin d'en augmenter le courant anodique pour une tension extérieure donnée de la grille.

Nous avons également montré que, pendant le fonctionnement d'un tube, la d. d. p. de contact varie beaucoup, mais il ne semble pas possible d'établir pour le moment une loi de ces variations.

En résumé, nos procédés de mesure du courant de saturation et de la d. d. p. de contact permettent de bien connaître l'état électronique de la cathode ainsi que l'état de surface de la grille, ce qui, nous l'espérons, contribuera à éclaircir le fonctionnement si complexe des cathodes à oxydes.

Je prie MM. les Professeurs E. Darmais, F. Bedeau et Y. Rocard d'accepter mes remerciements pour avoir bien voulu prendre ce travail en considération.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à M. O. Yadoff pour ses conseils et ses encouragements.

J'ai réalisé mes recherches dans les Laboratoires et Ateliers de la Société « La Radiotechnique », dont je prie la Direction de bien vouloir agréer l'expression de ma profonde reconnaissance pour toutes les facilités qu'elle a bien voulu m'accorder.

BIBLIOGRAPHIE.

1. BOUASS, *Magnétisme et électricité*, Delagrave, Paris.
 2. O. W. RICHARDSON, *Emission of electricity from hot bodies*, 1921, Longmans Green and Co, London.
 3. E. BLOCH, *Les phénomènes thermioniques*, 1923, Les Presses universitaires, Paris.
 4. BARKHAUSEN, *Les tubes à vide et leurs applications*, 1932, Dunod, Paris.
 5. L. CHAFFEE, *Theory of thermionic vacuum tubes*, 1934, Mc Graw Hill book Co, New-York.
 6. A. L. REIMANN, *Thermionic emission*, 1935, Chapman and Hall.
 7. T. J. JONES, *Thermionic emission*, 1935, Methuen and Co, London.
 8. N. B. REYNOLDS, *Phys. Rev.*, 35, 1930, p. 158.
 9. A. L. REIMANN, *Phil. Mag.*, 20, 1935, p. 594.
 10. ANDERSON, *Phys. Rev.*, 47, 1935, p. 958.
 11. TAYLOR et I. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 423.
 12. W. B. NOTTINGHAM, *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 311.
 13. O. W. RICHARDSON et ROBERTSON, *Phil. Mag.*, 162, 1922, p. 43.
 14. COPLEY et SPENCE, *Journ. Am. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 3027.
 15. D. B. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, 49, 1936, p. 428.
 16. WORTHING et FORSYTHE, *Astrophys. J.*, 61, 1925, p. 126.
 17. DAVISSON et GERMER, *Phys. Rev.*, 20, 1922, p. 300; 30, 1927, p. 634.
 18. S. DUSHMANN et ROWE, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 338.
 19. S. DUSHMAN, *Rev. Mod. Phys.*, 2, 1930, p. 382.
 20. ZWIKKER, *Proc. Amst. Acad. Sc.*, 29, 1926, p. 792; *Physica*, 5, 1925, p. 249.
 21. KOLLER, *The physics of electron tubes*.
 22. K. COMPTON et LANGMUIR, *Rev. Mod. Phys.*, 2, 1930, p. 136.
 23. KOLLER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 671.
 24. SCHOTTKY, *Z. Physik*, 14, 1923, p. 63; *Phys. Z.*, 15, 1914, p. 872.
 25. S. DUSHMAN et EWALD, *Phys. Rev.*, 29, 1927, p. 860. — ROWE, EWALD et KIDNER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 338.
 26. J. A. BECKER, *Rev. Mod. Phys.*, 7, 1935, p. 95.
 27. I. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, 2, 1913, p. 450.
 28. C. G. FOUND, *Phys. Rev.*, 45, 1934, p. 519.
 29. G. RIBAUD, *Traité de pyrométrie optique*, paragraphe 98, 1931, édition de la *Revue d'optique*.
 30. A. W. HULL, *Phys. Rev.*, 56, 1939, p. 86.
 31. O. W. RICHARDSON, *Phil. Mag.*, 18, 1908, p. 681.
 32. L. H. GERMER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 795.
 33. R. E. SEIFERT et T. E. PHIPS, *Phys. Rev.*, 652, 1939, p. 56.
 34. D. TURNBULL et T. E. PHIPS, *Phys. Rev.*, 663, 1939, p. 56.
 35. KOLLER, *Phys. Rev.*, 25, 1925, p. 671.
 36. W. B. NOTTINGHAM, *Phys. Rev.*, 793, 1932.
-

TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.		Pages.
INTRODUCTION	1	CHAPITRE III.	
Symboles utilisés	2	<i>Étude d'un procédé de mesure des courants de saturation réels des cathodes à oxydes fonctionnant aux températures élevées.</i>	
CHAPITRE I.		13. Intérêt et difficulté de cette mesure.....	10
<i>Étude d'un procédé de mesure de la d. d. p. de contact entre cathode et grille d'un tube à vide.</i>		14. Principe	11
1. Définition et travaux antérieurs	2	15. Mesure du courant de saturation.....	12
2. Mesure directe de la variation de la d. d. p. de contact	2	16. Réalisation pratique et mode opératoire.....	12
3. Mesure de la d. d. p. de contact en valeur absolue..	3	17. Étalonnage du dispositif.....	13
4. Détermination de l'annulation du champ électrique entre cathode et anode.....	4	18. Calcul de l'incertitude relative maxima.....	14
5. Réalisation d'un tube pour la comparaison des deux méthodes de mesure de la tension V_0	4	19. Résultats obtenus : tracé des courbes de saturation..	15
6. Remplacement du procédé graphique par une formule dans la détermination de V_0	6	20. Application de la loi de Schottky aux cathodes à oxydes.....	15
7. Calcul de l'incertitude relative maxima.....	6	21. Mesure du travail d'extraction des cathodes à oxydes.	17
CHAPITRE II.		22. Déviations périodiques du courant de saturation de part et d'autre de la droite de Schottky.....	19
<i>Mesure des d. d. p. de contact dans le cas des cathodes à oxydes fonctionnant à basse température.</i>		CHAPITRE IV.	
8. But de la mesure de la d. d. p. de contact à basse température.....	7	<i>Étude de la d. d. p. de contact en fonction de la température.</i>	
9. Construction d'un tube expérimental pour l'étude des d. d. p. de contact dans le cas des cathodes à oxydes.....	8	23. Essais sur un tube à vide de fabrication courante et sur le tube spécial à anode filiforme.....	19
10. Précautions à prendre au cours des mesures.....	9	24. Valeurs anormales de la pente de la droite des courants résiduels.....	20
11. Détermination de la température de la cathode.....	9	CHAPITRE V.	
12. Résultats obtenus : d. d. p. de contact et travail d'extraction des cathodes à oxydes.....	9	<i>Applications pratiques.</i>	
		25. Mécanisme de l'action de la d. d. p. de contact.....	21
		26. Essais sur des tubes fabriqués en série.....	22
		27. Moyens d'éviter les variations de la d. d. p. de contact au cours de la fabrication des tubes.....	25
		28. Évolution de la d. d. p. de contact pendant le fonctionnement des tubes.....	25
		CONCLUSION.....	27
		BIBLIOGRAPHIE.....	28
		TABLE DES MATIÈRES.....	29

Vu et approuvé :

Paris, le 7 juin 1945.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL MONTEL.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

G. ROUSSY

SECONDE THÈSE



PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ



Les thyratrons.

Vu et approuvé :

Paris, le 7 juin 1945.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

P. MONTEL.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

G. ROUSSY.



PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

123028

Quai des Grands-Augustins, 55.

Dépôt légal d'imprimeur, 1946, n° 222.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
123028 Quai des Grands-Augustins, 55.
